ORSAY

N° d'ordre : 2592

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Robert BARATE

PRODUCTION DU J/ψ ET PARTICULES ASSOCIEES DANS L'INTERACTION π^-Be A 190 GeV/c

Soutenue le 17 juin 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	LEHMANN	Président
	BAREYRE	
	DAVIER	
	DIU	Examinateurs
	PEREZ Y JORBA	
	TREILLE	

LIBRARY
LELAND
STANFORD
JUNIOR
UNIVERSITY

ORSAY

N° d'ordre : 2592

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

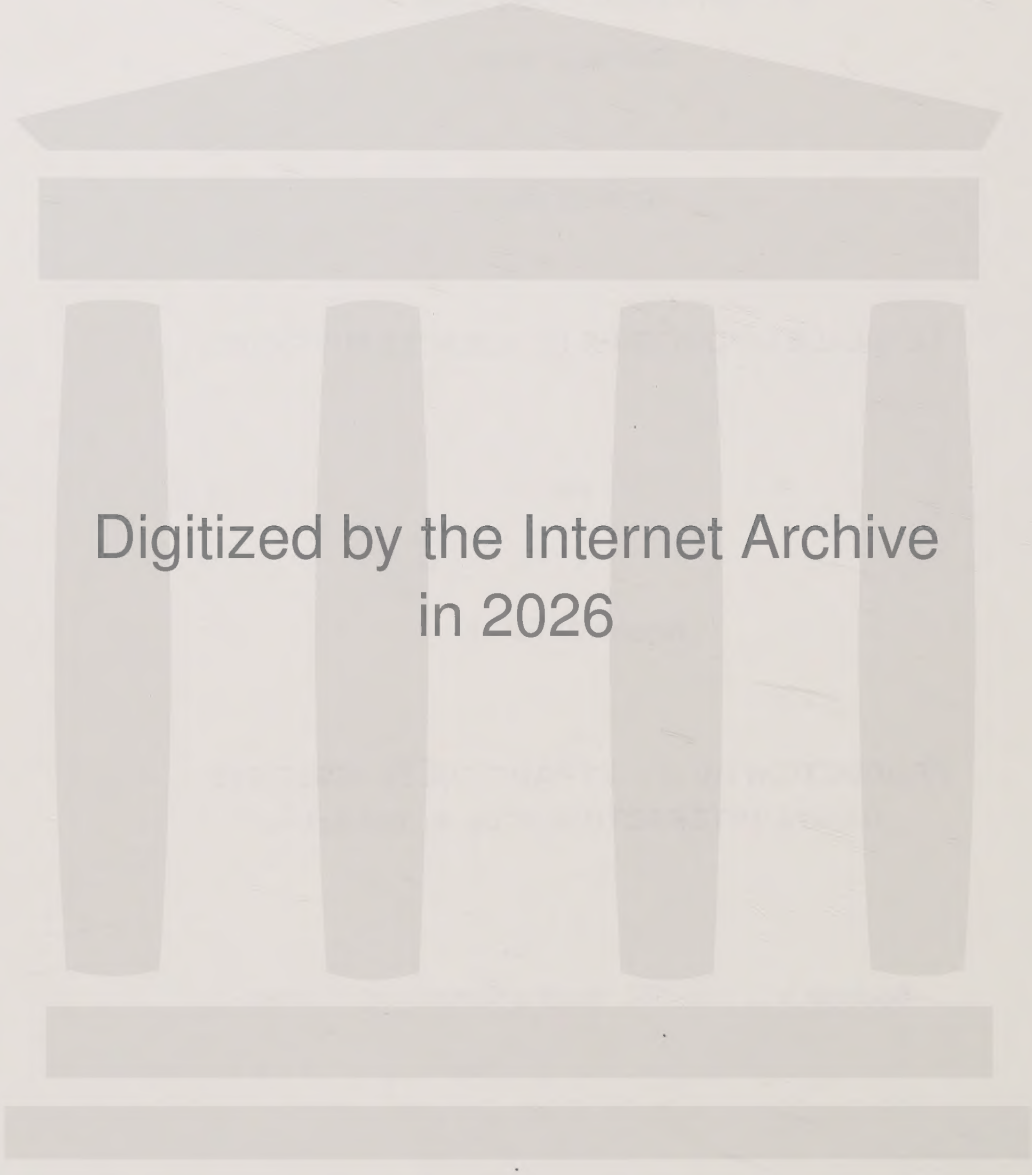
par

Robert BARATE

PRODUCTION DU J/ψ ET PARTICULES ASSOCIEES DANS L'INTERACTION π^-Be A 190 GeV/c

Soutenue le 17 juin 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	LEHMANN	Président
	BAREYRE	
	DAVIER	
	DIU	Examinateurs
	PEREZ Y JORBA	
	TREILLE	


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0007

TABLE DES MATIERES

Introduction générale page 1

Chapitre I : APPAREILLAGE

I/ Introduction 5

II/ Appareillage participant au déclenchement de l'expérience 7

1/ Faisceau 7

a) Nature, b) Impulsion, c) Description, d) Signal "faisceau"

2/ Les cibles 9

a) Description, b) Signal "interaction"

3/ L'aimant 10

4/ Le détecteur de muons 11

a) Description, b) Contaminations, c) Déclenchement, d) Signal "événement 2μ", e) Codage

III/ Appareillage ne participant pas au déclenchement : chambres proportionnelles 15

1/ Caractéristiques 16

a) Chambres rapides, b) Chambres dans l'aimant, c) Chambres du bras de levier

2/ Electronique et lecture 19

a) Electronique générale, b) Electronique spéciale aux chambres rapides

3/ Utilisation des chambres 21

a) Contrôles, b) Effet du champ magnétique, c) Performance du détecteur.

Chapitre II : RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

I/ Principales étapes 31

1/ Bras de levier 32

a) Nécessité, b) Recherche des points, c) Recherche des traces, d) Calcul de la masse $\mu^+\mu^-$

2/ Reconstruction complète des traces 43

a) Prototraces, b) Organisation

3/ Recherche des vertex 46

a) 2 à 2, b) Regroupement, c) 1ère série de tests, d) Ajustement, e) 2ème série de tests, f) Extratraces, g) Réajustement

II/ Organisation des programmes 49

1/ Bandes magnétiques 49

a) Format E, b) Format M, c) Format R

2/ Utilisation 52

a) Données expérimentales, b) Données simulées

3/ Nouveautés 54

a) Réécriture, b) Mélange, c) Encodage

Chapitre III : ANALYSE 57

I/ Muons 58

1/ Définition 58

2/ Masse invariante 58

3/ Caractéristiques 58

4/ Résolutions 61

5/ Comparaison des résolutions 61

6/ Comparaison des masses 66

7/ Efficacité 66

II/ Hadrons 69

1/ Définition 69

2/ Caractéristiques 69

3/ Erreurs calculées 69

4/ Efficacité 74

III/ Vertex 74

1/ Vertex secondaires 74

2/ Vertex principal 79

IV/ Identification des traces par le compteur Cerenkov 84

1/ Principe 84

2/ Contraintes pratiques et description 88

3/ Optique et calibrations 91

a) Optique, b) Calibration des charges électriques,
c) Calibration de l'efficacité

4/ Analyse d'un événement expérimental 99

Chapitre IV : ETATS LIES $Q\bar{Q}$ 105

I/ Introduction 106

II/ Résonances de basse masse : ρ, ω, φ 110

III/ Le ψ (3100) 111

1/ Propriétés générales 111

a) Désintégrations électromagnétiques, b) Désintégrations fortes

2/ Nos résultats, définition des ψ utilisés 118

IV/ Spectroscopie $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ 122

1/ Introduction 122

2/ Le ψ' 127

3/ Le T 134

4/ Les ψ^n 143

a) $\psi''(3768)$, b) $\psi'''(4030)$, c) $\psi(4159)$, d) $\psi(4415)$

5/ Les χ 147

a) Paramètres, b) Interaction électromagnétique, c) Interaction forte, d) Détection des $\psi\gamma$, e) Autres modes de désintégration

6/ Le $c\bar{c}$ $2\,^1P_1$ 159

7/ Le η_c' 161

8/ Les états $c\bar{c}$ 3D 162

9/ Conclusion 163

Chapitre V : LE CHARME 167

I/ Introduction 168

1/ Historique 168

2/ Les D 171

3/ Les D* 173

II/ Discussion des désintégrations du D 174

1/ 2 corps 175

2/ Quark spectateur 175

3/ Quark non spectateur 178

4/ Corrections QCD 181

5/ Comparaison aux expériences 181

6/ Modèles traitant différemment le D^+ et le D° 182

a) Elargissant le D°, b) Rendant plus étroit le D^+

7/ Application aux 2 corps 185

III/ Nos résultats expérimentaux 187

Chapitre VI : LA BEAUTE 199

I/ Couplage du quark b 200

II/ Historique 202

III/ Calcul de la largeur totale du B 205

1/ Avec quark spectateur 205

2/ Largeur d'annihilation 206

3/ Diagrammes pingouins 207

4/ Différences B^+B° 208
5/ Désintégrations baryoniques 209
6/ Conclusion 209

IV/ Calcul des largeurs partielles 210

1/ Largeurs semi-leptoniques 210
2/ Mode $B \to \psi + X$ 211
3/ Désintégrations en 2 corps 212
4/ Désintégrations en N corps 213

V/ Nos résultats expérimentaux 214

VI/ Autres mésons 224

1/ B_s° : beauté étrange 224
2/ B_c : beauté charmée 228

Chapitre VII : MECANISMES DE PRODUCTION 233

A - Production de photons virtuels 234

I/ Formalisme 234

1/ Définitions 234
2/ Mécanisme de Drell-Yan 239

II/ Nos principaux résultats 240

1/ Invariance d'échelle 240
2/ Fonctions de structure 240

B - Production du ψ 247

I/ Production électromagnétique du ψ 247

II/ Production directe du ψ à partir de $c\bar{c}$ 249

1/ Mécanisme initial 249
2/ Simulations 250
a) Système $\psi D\bar{D}$
b) Modèle multipériphérique
3/ Résultats expérimentaux 251
4/ Modèles théoriques 253
5/ Production du ψ sans D associés 257
a) Charme "intrinsèque"
b) Charme "extrinsèque"

III/ Production du ψ par fusion gg ou $q\bar{q}$ 258

1/ Mécanismes inverses des désintégrations 258

a) $q\bar{q} \rightarrow \psi$
b) $gg \rightarrow \chi_2 \rightarrow \psi\gamma$
c) $q\bar{q} \rightarrow \chi_1 \rightarrow \psi\gamma$

2/ Mécanismes supplémentaires nécessaires 261

a) Description

b) Distribution en x_L :

α) expérimentale
β) fusion $q\bar{q}$
γ) fusion gg "naïf"
δ) fusion gg
ε) corrections

c) Couplages utilisés

3/ Evolution en fonction de la masse et de l'énergie 269

a) Variation suivant la résonance ψ, ψ', T

b) Variation suivant l'énergie $\sqrt{s}$

α) $\pi^- N$ à 40 GeV
β) proton-proton
γ) $\pi^- N \rightarrow \phi$ à 16 GeV

IV/ Utilisation des hadrons associés 280

1/ Etude inclusive des hadrons produits 280

a) Charge électrique

α) modèle théorique
β) nos mesures

b) Multiplicité

2/ Recherche d'états caractéristiques (gluonium) 288

a) Motivation

b) Nos résultats

C - Production de la beauté 293

I/ Nos résultats expérimentaux 293

1/ Acceptance 293

2/ Résultats 293

II/ Autres expériences 294

III/ Modèles théoriques 296

1/ Non perturbatif 296

2/ Perturbatif 296

IV/ Conclusion 297

D - Production des ψ à grand moment transverse 298

I/ Motivation 298

1/ Variation de la multiplicité des hadrons associés 298

2/ Variation de la multiplicité étrange 300

II/ Formalisme 301

1/ Cinématique 301

2/ Processus élémentaire 302

a) Mécanisme de Drell Yan

b) Production du ψ avec conservation stricte de la couleur

α) diagrammes
β) notre distribution en x_L

c) Autres diagrammes

III/ Analyse expérimentale des hadrons associés 306

1/ Méthode 306

2/ Modèles 306

a) Espace de phase

b) Jets de quarks et de gluons

3/ Coupures 307

a) Distribution en ϕ_ψ

b) coupure sur p_{Th}

4/ Visualisation 312

5/ Autres distributions 312

a) Géométrique

b) Etrangeté

c) Rapidité

d) Charge électrique

IV/ Conclusion 323

Conclusion générale 325

Remerciements 329

Références 331

Introduction générale

Cette expérience a été proposée peu après la découverte, en 1974, du méson ψ qui indiquait la présence d'un nouveau quark c (charme) qui venait s'ajouter aux quarks u, d et s composant les hadrons connus. La composition du ψ ($c\bar{c}$) permettait de prévoir l'existence de mésons charmés D ($c\bar{u}$ ou $c\bar{d}$).

Par analogie avec le φ ($s\bar{s}$) qui était produit, dans les interactions hadroniques, en association avec des K ($s\bar{u}$, $s\bar{d}$), on pouvait espérer une production analogue ψ $D\bar{D}$ pour le charme. L'idée de notre expérience était de découvrir ainsi le méson D.

A cause de la faible section efficace de production du ψ, les autres expériences existantes de production hadronique du ψ absorbaient tous les hadrons produits pour se déclencher sur les muons de la désintégration $\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$; elles ne pouvaient donc pas reconstruire le D à partir des produits de sa désintégration.

Nous avons donc mis un détecteur complexe avant l'absorbeur de hadrons pour détecter et identifier les hadrons produits avec le ψ ; ceci a posé beaucoup de problèmes pour le déclenchement de l'expérience et la reconstruction des événements à cause des désintégrations $\pi \longrightarrow \mu$ avant l'absorbeur (simulant un événement $\mu^+\mu^-$) et de la multiplicité élevée des traces dans le détecteur.

Le méson D a été découvert entre temps en anneaux de collision e+e- mais notre analyse de la production du ψ et des particules associées apporte de nombreux autres renseignements sur le mécanisme de production du ψ dans les interactions hadroniques.

Notre expérience (WA 11) s'est déroulée de 1977 à 1980 dans le spectromètre GOLIATH en utilisant le super-proton-synchrotron (SPS) du CERN à Genève ; j'ai effectué la majeure partie de la production et de l'analyse des données (800 heures de calculateur CDC 7600) au CERN.

Ce travail est divisé en 7 chapitres :

. Le premier contient une description de l'appareillage et des problèmes liés au déclenchement sur $\psi \longrightarrow \mu+\mu-$ ainsi que la mise en oeuvre des chambres proportionnelles multifils.

. Le 2ème chapitre décrit les programmes de reconstruction des événements enregistrés, notamment le filtre rapide nécessaire pour rejeter les mauvais déclenchements.

. Dans le 3ème chapitre, on étudie les performances du détecteur pour des particules connues : efficacité, calibration des masses et résolutions, reconnaissance des vertex secondaires et identification des traces par le compteur Cerenkov.

. Le 4ème chapitre montre la détection dans notre appareillage des mésons $q\bar{q}$ de spin 1, par leur désintégration en $\mu+\mu-$: ρ, ω ($u\bar{u} \pm d\bar{d}$), φ ($s\bar{s}$), ψ et ψ' ($c\bar{c}$), Υ ($b\bar{b}$). On essaie aussi de déterminer la proportion des ψ observés qui proviennent de désintégrations ("cascades") d'états $c\bar{c}$ de masse plus élevée (par exemple en mesurant $\psi' \longrightarrow \psi\pi+\pi-$) de façon à connaitre le nombre de ψ produits directement.

. Dans le 5ème chapitre, on étudie les désintégrations des mésons charmés D ($c\bar{u}$, $c\bar{d}$), en comparant les modèles théoriques aux résultats actuels, pour pouvoir extrapoler aux désintégrations des mésons beaux B ($b\bar{u}$, $b\bar{d}$) au chapitre suivant ; et on décrit la recherche d'événements $\psi D\bar{D}$.

. Le 6ème chapitre contient la description des désintégrations attendues pour le méson beau B ($b\bar{u}$, $b\bar{d}$) et montre que son observation serait possible dans notre expérience par sa désintégration en ψX ; il en serait de même pour les mésons B°_{s} ($b\bar{s}$) et B_c ($b\bar{c}$).

. Enfin le 7ème chapitre est une étude, en 4 parties, des différents mécanismes de production :

- Dans une première partie, on définit le formalisme utilisé (collision des partons qui constituent les hadrons) et on l'applique à la production du continuum électromagnétique que nous mesurons entre le ψ' et le Υ (mécanisme de Drell-Yan : $q\bar{q} \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow \mu^+\mu^-$).

- Ceci permet, dans la 2ème partie, de connaitre la contribution électromagnétique à la production du ψ ($q\bar{q} \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow \psi$) dans cette partie, on compare les différents mécanismes possibles pour le ψ : fusion de quarks c et $\bar{c}$ contenus dans les hadrons initiaux (conduisant, en général, à l'état final $\psi D\bar{D}$ du chapitre V), fusion quark-antiquark ou gluon-gluon en prenant les mécanismes inverses des désintégrations (vus au chapitre IV) et certains mécanismes supplémentaires ; on regarde ensuite l'évolution en fonction de la masse de la résonance (ψ, ψ', Υ) et de l'énergie disponible $\sqrt{s}$ (en comparant avec d'autres expériences) ; enfin, on montre ce qu'apporte l'étude inclusive des hadrons produits avec le ψ et la recherche d'états caractéristiques (gluonium).

- La 3ème partie est une étude de la production de la beauté dans notre expérience en utilisant la désintégration ($B \longrightarrow \psi X$) vue au chapitre VI ; on compare nos résultats avec ceux d'autres expériences utilisant des méthodes différentes, et avec les modèles théoriques.

- Enfin la 4ème partie s'intéresse à l'influence de phénomènes plus violents (par exemple $qg \longrightarrow \psi q$), produisant des ψ à grand moment transverse, sur les hadrons associés : multiplicité, étrangeté, distribution angulaire, de rapidité et de charge électrique sont comparées aux modèles d'espace de phase et de jets de quarks et de gluons.

Chapitre I

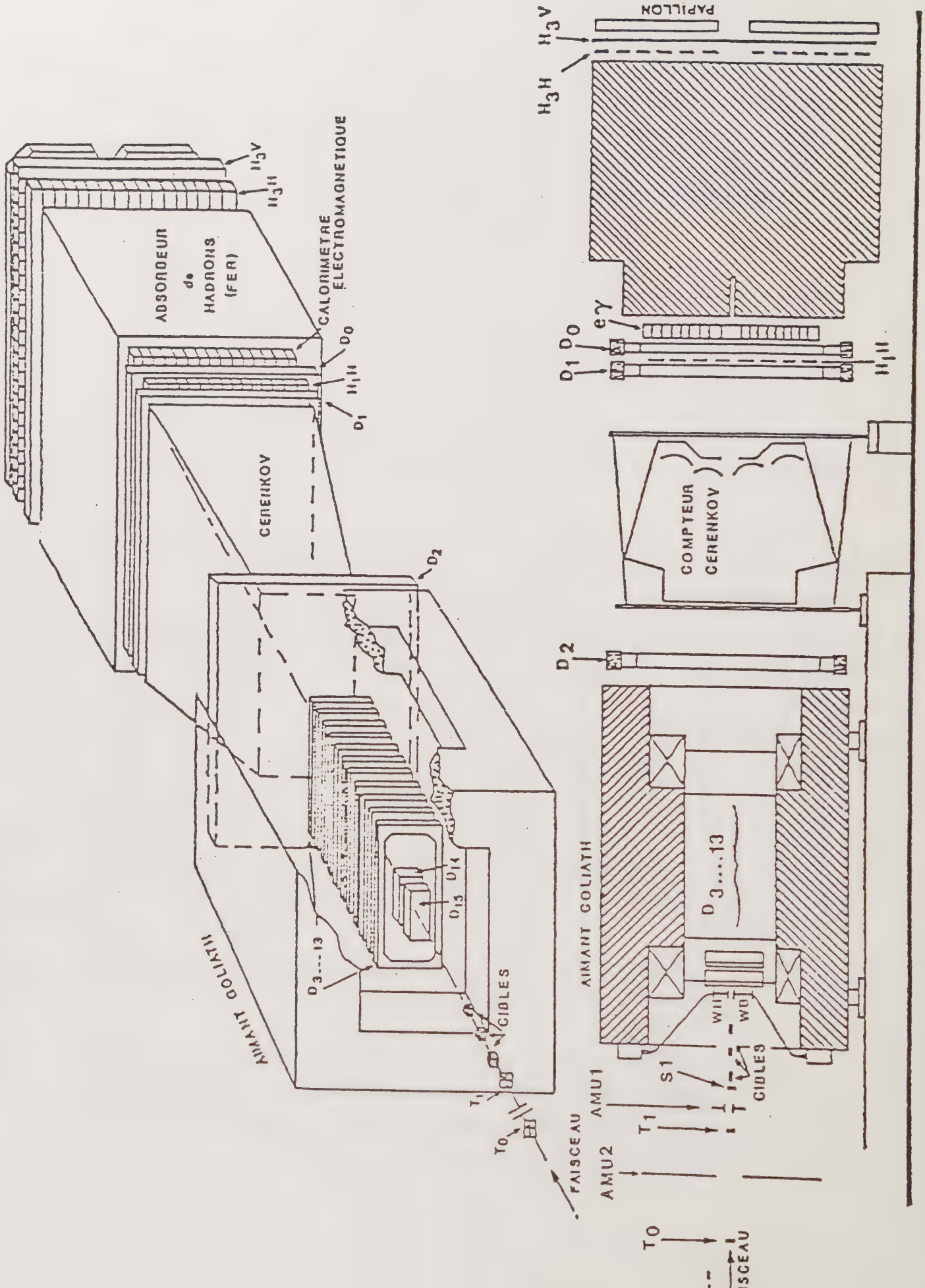
APPAREILLAGE

I) Introduction

- La très faible section efficace de production attendue pour le ψ ($\simeq$ 100 nanobarns) par rapport aux sections efficaces d'interaction ($\simeq$ 25 millibarns) aux énergies de faisceau disponibles (150 à 200 GeV/c) sur l'accélérateur SPS du CERN ou FNAL à Chicago, avait conduit les premières expériences (Ω au CERN, CIP à FNAL) à choisir le mode de désintégration $\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ pour le déclenchement. Un absorbeur ("beam dump") placé juste derrière la cible éliminait alors toutes les autres particules produites. Une intensité de faisceau élevée, nécessaire pour atteindre une section efficace aussi faible, était alors possible car les détecteurs, placés derrière l'absorbeur, n'étaient pas sensibles à la majorité des interactions.

- Cependant la diffusion multiple des μ dans l'absorbeur provoquait une perte de résolution sur la mesure des μ.

Le but de notre expérience était de détecter le ψ mais aussi les hadrons associés, d'où la nécessité de mettre un détecteur complexe (fig.I 1), dans un champ magnétique (aimant Goliath), entre la cible et l'absorbeur.


ABSORBEUR de HADRONS (FER)
CALORIMETRE ELECTROMAGNETIQUE
CERENKOV
AIMANT GOLIATH
GIDLES
COMPTEUR CERENKOV
PAPILLON
AMU1
AMU2
FAISCEAU
S1

Ceci entraine une limite sur l'intensité de faisceau admissible car ce détecteur est traversé par les particules produites dans toutes les interactions, pas seulement celles qui donnent des μ. D'où le choix du détecteur complet le plus rapide à l'époque, à base de chambres proportionnelles multifils.

L'identification des hadrons associés est ensuite effectuée par un compteur à effet Cerenkov et celle des photons par un calorimètre électromagnétique.

Mais la place nécessaire pour un tel détecteur permet aux hadrons produits de se désintégrer en muons avant l'absorbeur, d'où une pollution importante du déclenchement de l'expérience.

- Nous décrirons d'abord les parties de l'appareillage nécessaires au déclenchement : faisceau, cible, aimant, absorbeur et détecteur de muons, puis les autres éléments : chambres proportionnelles, compteur Cerenkov...

II) Appareillage participant au déclenchement de l'expérience

1/ Le Faisceau :

a/ Nature :

Un faisceau de $\pi-$ (composition en quarks : $\bar{u}d$) a été choisi car contrairement à un faisceau classique de protons (uud), un antiquark est déjà présent dans l'état initial et permet des réactions de fusion $\bar{u}u$ avec les quarks (u) de notre cible.

Pour une même énergie de protons extraits, les $\pi-$ sont produits plus abondamment sur la cible primaire et avec une énergie plus grande que les antiprotons ($\bar{u}\bar{u}\bar{d}$). Les $\pi-$ ont été choisis de préférence aux $\pi+$ ($u\bar{d}$) car les protons contaminent les $\pi+$ alors que les $\pi-$ sont peu contaminés (0,4% de K-, 0,05% d'antiprotons dans le faisceau).

De plus, à cause de la charge électrique de l'antiquark (2/3 pour $\pi-$, 1/3 pour $\pi+$) on gagne un facteur 4 pour la production électromagnétique directe $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu+\mu-$: comme notre limite principale est le nombre absolu d'événements, nous avons cherché à avoir la section efficace de production la plus grande possible (pour comparer avec la production du ψ).

b/ Impulsion :

C'est cette même raison qui nous a conduits à choisir l'impulsion de $\pi-$ la plus élevée disponible compte tenu des performances du SPS : entre 1977 et 1980, l'impulsion a été successivement 140, 150, 170, 185, 192,5, 195 et 197,5 GeV/c.

Pour des raisons d'homogénéité, seules les données prises entre 185 et 197,5 GeV/c seront utilisées dans la suite de cette analyse ; elles correspondent à 80% de la statistique totale.

c/ Description :

Les protons primaires extraits du SPS interagissent sur une cible primaire située à l'entrée du Hall Ouest.

Les particules négatives produites à 0°, dont l'impulsion est définie à 1% près, sont amenées à notre expérience par la ligne de faisceau H3 longue de 250 m (la description complète est donnée dans ref.1).

La position géométrique du faiseau est alors mesurée par 2 hodoscopes de compteurs à scintillation (verticaux et horizontaux) T0 et T1 (fig.I 1) qui permettent d'amener le faisceau dans l'axe de nos cibles. Ils sont distants de 9 m, ont une résolution spatiale de ± 0,5 mm et temporelle de 5 ns.

A chaque accélération du SPS (toutes les 10 secondes), 3.10^{12} protons sont envoyés sur la cible primaire en 1,5 seconde et produisent 10^7 $\pi-$ qui arrivent à notre expérience.

Un compteur spécial S1 définissant le faisceau est muni d'une électronique très rapide permettant de rejeter toute particule suivie ou précédée d'une autre dans 5 ns (passé-futur).

Enfin de grands compteurs (AMU1) et un plus petit (AMU2), entourant le faisceau, protègent l'expérience contre le halo important de μ qui accompagnent le faisceau (2.10^5 μ/m^2) et qui proviennent des cibles primaires ou des désintégrations en vol des $\pi-$.

d/ Signal "faisceau" :

Le signal du faiceau est ainsi défini par la coincidence (Pion INCident) :

$PINC = T0 . T1 . S1 . \overline{AMU1} . \overline{AMU2}$

2/ Les cibles :

a/ Description :

Pour optimiser la longueur d'interaction par rapport à la longueur de radiation, tout en ayant un nombre d'interactions suffisant, le béryllium ($^{4}_{9}Be$), a été choisi. Pour éviter les réinteractions, la cible a été scindée en 3 morceaux, séparés de 50 cm, totalisant 18,8 $g.cm^{-2}$.

On obtient ainsi $2,6.10^6$ interactions dans les cibles pour chaque accélération, chacune donnant en moyenne une dizaine de traces chargées dans notre appareillage.

Deux compteurs à scintillation placés derrière les cibles, au dessus (WH) et au dessous (WB) du faisceau, permettent de détecter les traces chargées produites et de vérifier qu'il y a eu une interaction.

b/ Signal "interaction" :

Le signal d'interaction est obtenu par la coincidence ("DIF fusion") :
DIF = PINC. WH. WB.

Pour protéger les détecteurs (chambres proportionnelles) contre 2 interactions trop rapprochées dans le temps (qui donneraient donc des traces superposées), un temps mort de ± 50 ns (passé-futur) est mis sur ce signal.

3/ L'aimant :

Le champ magnétique nécessaire pour une mesure de l'impulsion et du signe des traces est fourni par l'aimant Goliath.

C'est un aimant à large ouverture (1,05 m de haut, diamètre des bobines 2 m) permettant de couvrir un grand angle solide.

Son champ élevé 1,5 T lui donne un bon pouvoir de déviation Bl = 3,7 Tm, indispensable pour la mesure de traces de haute impulsion.

Ses enroulements dissymétriques, dus à une utilisation initiale avec des chambres à étincelles (caméras au centre de la bobine supérieure), lui donnent un champ magnétique complexe : au lieu de la forme "tonneau" habituelle, on a ici une forme "bouteille". Mais cette forme, qui compliquera la reconstruction des traces, se révèlera paradoxalement très pratique pour une recherche rapide des bons candidats $\mu^+\mu^-$ (chap.II).

C'est l'aimant qui définit le système de référence de l'expérience :

- origine au centre géométrique de l'aimant

- axe Oz vers le haut, dans la direction du champ magnétique

- axe Ox dans la direction du faisceau à champ nul.

4/ Le détecteur de muons :

a/ Description de l'absorbeur:

Un absorbeur de 2380 g/cm² de fer suivi d'un mur de béton a pour fonction d'arrêter les hadrons produits pour ne laisser sortir que les muons. Vu de la cible, il couvre un angle de ± 250 mrad horizontalement et ± 160 mrad verticalement.

b/ Contaminations :

Pour pouvoir mesurer les particules produites en association avec le ψ, une grande distance (8,20 m) est nécessaire entre la cible et l'absorbeur. Mais les hadrons produits peuvent alors se désintégrer avant l'absorbeur et contaminer les muons ; ce sont principalement :

$\pi\pm \longrightarrow \mu\pm\nu$: vie moyenne $c\tau$ = 7,8m, rapport de branchement ≃ 100%
$K\pm \longrightarrow \mu\pm\nu$: vie moyenne $c\tau$ = 3,7m, rapport de branchement ≃ 63%

Compte tenu de l'abondance plus réduite des K produits, les deux contaminations sont du même ordre de grandeur.

Nous avons vu en 1/ qu'un halo important de μ accompagne le faisceau et va traverser l'absorbeur.

Enfin des hadrons de haute énergie peuvent arriver à traverser l'absorbeur et donc simuler des muons.

Mais les combinaisons $\mu+\mu-$ ainsi obtenues ont en général une masse invariante plus petite que la massse du ψ.

c/ Principe de déclenchement : (fig.I 2)

La masse invariante d'un système $\mu+\mu-$ est donnée approximativement par la formule :

$$M^2 = P_{\mu+} \; P_{\mu-} \; \theta^2_{\mu+\mu-}$$

P_μ étant l'impulsion du μ et θ l'angle entre les 2μ. Pour nos ψ, les valeurs moyennes sont $P_\mu \pm 15$ GeV/c, $\theta \pm 200$ mrad. Pour augmenter la contribution des masses $\mu+\mu-$ élevées, nous allons donc demander pour le déclenchement :

- Une grande impulsion pour les μ : les μ de basse impulsion (inférieure à 5 GeV/c) sont balayés par l'aimant ou s'arrêtent dans l'absorbeur de fer.

- Un grand angle d'ouverture θ : une région couvrant $\pm$ 18 mrad autour du faisceau dans le plan vertical, ne sera pas utilisée.

- Des muons de charge opposée : l'appareillage est divisé en quatre quadrants (fig.I 2) et le déclenchement demande que deux quadrants diagonalement opposés soient touchés.

- Des muons venant de la cible : on élimine une partie des muons du halo qui arrivent parallèlement à l'axe Ox.

Pour cela les hodoscopes de scintillateurs H1H et H3H situés avant et après l'absorbeur sont formés de lattes horizontales (le champ magnétique n'affecte pas cette vue). Chaque quadrant de H3H est formé de 7 lattes jointives de 18 cm de large. Le centre des lattes de H1H est l'image du centre des lattes de H3H par une homothétie centrée sur la cible. Les lattes de H1H ont aussi 18 cm de large pour tenir compte de la diffusion multiple dans l'absorbeur et du fait que la cible n'est pas ponctuelle. On demandera une coincidence entre lattes correspondantes de H1H et H3H.

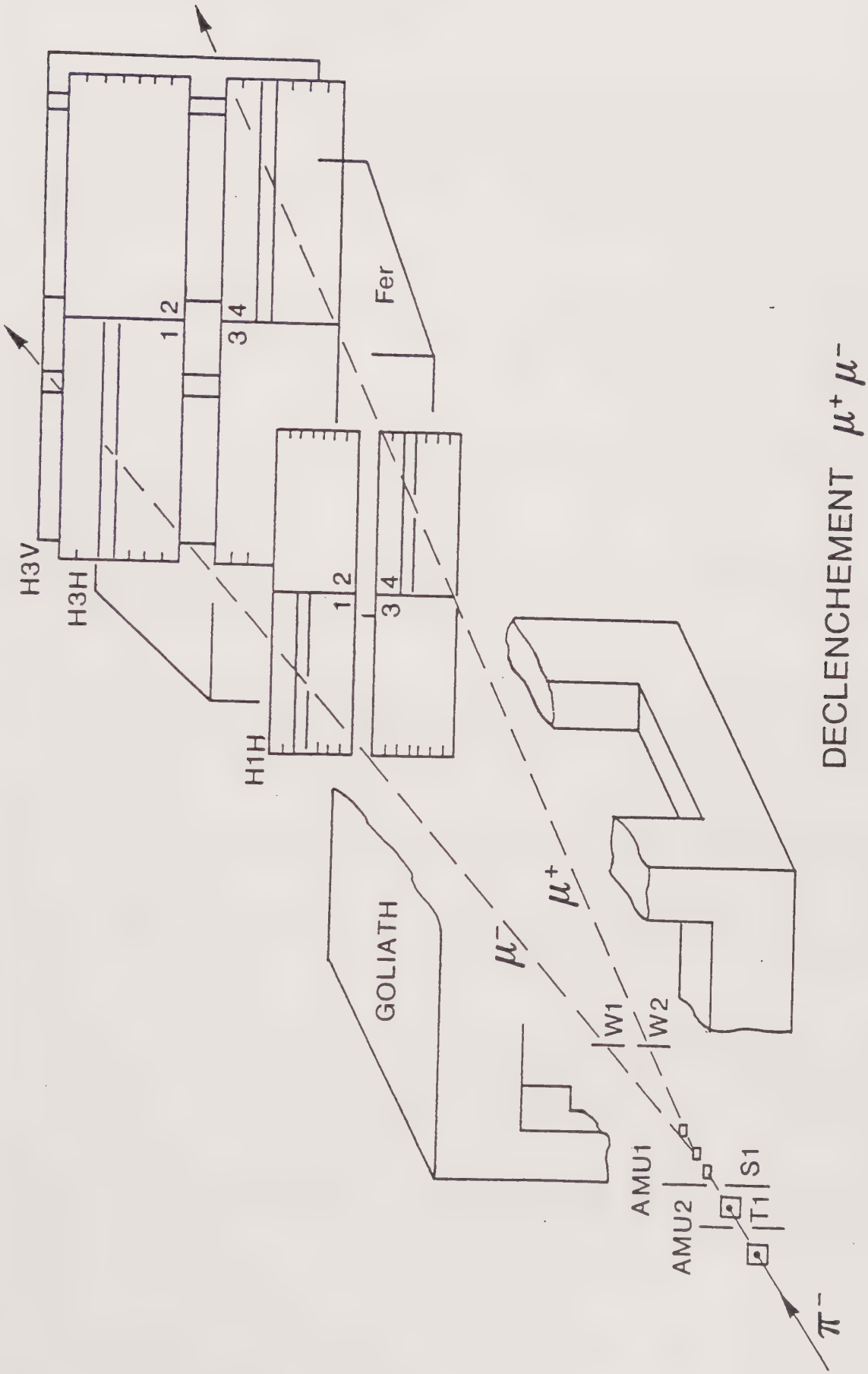

H3V
H3H
H1H
1
2
3
4
Fer
GOLIATH
μ^-
μ^+
W1
W2
AMU1
AMU2
T1
S1
π^-
DECLENCHEMENT $\mu^+\mu^-$

Fig. I 2

Pour éliminer les impacts accidentels dans H3H, 2 autres compteurs ont été ajoutés derrière l'absorbeur :

- un compteur formé de lattes verticales de 18 cm de large se recouvrant par tiers (H3V) après 20 cm de fer ; il est divisé en 2 parties, gauche (H3VG) et droite (H3VD) correspondant aux quadrants (1,3) et (2,4).

- un grand compteur (PAP) situé après un mur de béton.

d/ Signal "événement 2 μ" (dimu)

Ce signal est défini par la coincidence multiple :

$$DIMU = DIF.\ (H1H)_i.\ (H3H)_i.\ (H1H)_j.\ (H3H)_j\ H3VG.\ H3VD.\ PAP.$$

les lattes i et j étant dans des quadrants diagonalement opposés.

On obtient ainsi un taux de déclenchement de 5.10^{-6} par π^- incident soit 50 déclenchements par accélération en moyenne.

Le déclenchement DIMU a donc permis une réjection considérable (1 déclenchement pour 50 000 interactions).

Mais il restera beaucoup à faire car on n'attend qu'un ψ détectable toutes les 10 accélérations !

Tous les événements correspondants à un déclenchement DIMU sont enregistrés sur bande magnétique et le facteur 500 restant sera obtenu par l'analyse de ces bandes.

C'est pourquoi les informations des hodoscopes (H3...) sont codées et enregistrées.

e/ Codage des hodoscopes μ :

Les impacts sur les lattes jointives de 18cm de H3H sont codés et pour avoir une précision plus grande sur la position de l'impact, les lattes de 12 cm de large ont été ajoutées, centrées sur chaque jonction. Après décodage, on obtient ainsi des bandes horizontales de 6 cm de large.

De même, les impacts sur les lattes verticales de H3V sont codés ; le recouvrement par tiers, donne, après décodage, des bandes verticales de 6 cm de large.

On obtient ainsi des carrés de 6 cm x 6 cm correspondant aux impacts des muons.

III) Appareillage ne participant pas au déclenchement : chambres proportionnelles

C'est essentiellement un appareillage à réponse plus lente (chambres proportionnelles) ou utilisable seulement en fin d'analyse (compteur Cerenkov, calorimètre électromagnétique).

Les informations sont enregistrées sur bande magnétique et permettront de mesurer précisément les paramètres des muons et des hadrons (chambres proportionnelles) et d'identifier les hadrons (compteur Cerenkov) et les photons (calorimètre électromagnétique).

Cette partie contiendra uniquement la description des chambres proportionnelles. Le compteur Cerenkov et son utilisation seront décrits à la fin de l'analyse (chap.III, ϕIV). Le calorimètre électromagnétique a été le sujet de deux thèses (ref.2) et son utilisation sera résumée au chapitre IV, (ϕIV/5/d/).

1/ Caractéristiques des chambres

Trois groupes de chambres sont utilisés :

a) 2 petites chambres rapides D14 et D15 situées derrière les cibles ; les traces y sont encore peu séparées, d'où la nécessité d'avoir des fils rapprochés et un détecteur très rapide ; elles donnent une bonne précision sur la localisation de l'interaction et la mesure de l'impulsion finale.

b) 11 chambres D3 à D13 placées dans l'aimant ; elles permettent la reconstruction globale des traces de façon précise et sûre dans le champ magnétique.

c) 3 grandes chambres D0,D1,D2 définissant le bras de levier ; elles servent à initier la reconstruction des traces dans une région où elles sont bien séparées et hors du champ magnétique ; elles améliorent la résolution sur l'impulsion.

a) Les 2 chambres rapides (D14,D15)

Elles sont formées de 3 plans (61 x 23 cm) de fils sensibles:

- un plan de fils verticaux distants de 1 mm, de 15 μm de diamètre, situé à 3,2 mm des plans de haute tension.

- 2 plans de fils inclinés à ± 45°, distants de 2 mm, de 20 μm de diamètre et situés à 4 mm des plans de haute tension.

Les plans de haute tension (cathode) sont constitués d'une toile métallique en acier inoxydable (diamètre 50 μm, pas de tissage 0,5 mm).

Les autres chambres D0 à D13 ont pour caractéristiques communes : 4 plans de fils formant 2 couples : le premier constitué de fils horizontaux et verticaux, le second, de fils inclinés

de 14° 21'43" par rapport aux premiers. Cet angle a été choisi car il permet l'approximation binaire :

$$\sin\theta \simeq \frac{1}{4} - \frac{1}{512} \quad ; \quad \cos\theta = 1 - \frac{1}{32}$$

et donc l'utilisation possible d'un processeur rapide pour reconstruire les points dans l'espace à partir des fils touchés.

b) Les chambres dans l'aimant (D3 à D13) : (fig. I 3)

La surface sensible est de 180 x 74 cm.

Les fils de tungstène doré ont un diamètre de 20 μm, sont séparés de 2 mm et tendus à 0,55 N.

La zone où passe le faisceau (24 x 24 mm) est rendue insensible par des petites feuilles de mylar collées sur les fils sensibles.

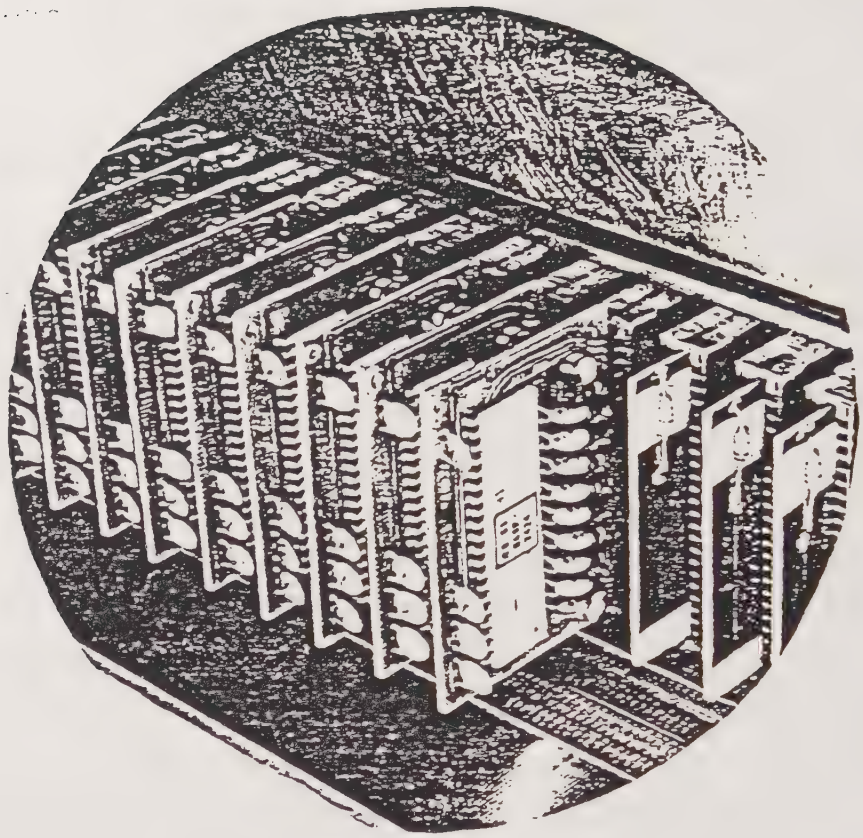
Les plans de haute tension ont les mêmes caractéristiques que ceux des premières chambres et sont situés à 7 mm des plans de fils sensibles.

Pour diminuer le volume des cadres de chambres (et donc augmenter la surface utile dans le champ magnétique), ceux-ci ont été construits en aluminium précontraint.

Le mélange gazeux utilisé est le "gaz magique" : 72% Argon, 28% Isobutane, 0,35% Fréon, Méthylal à 10° C.

La tension de service est de 4650 volts.

Le choix des paramètres est détaillé dans la référence 3.



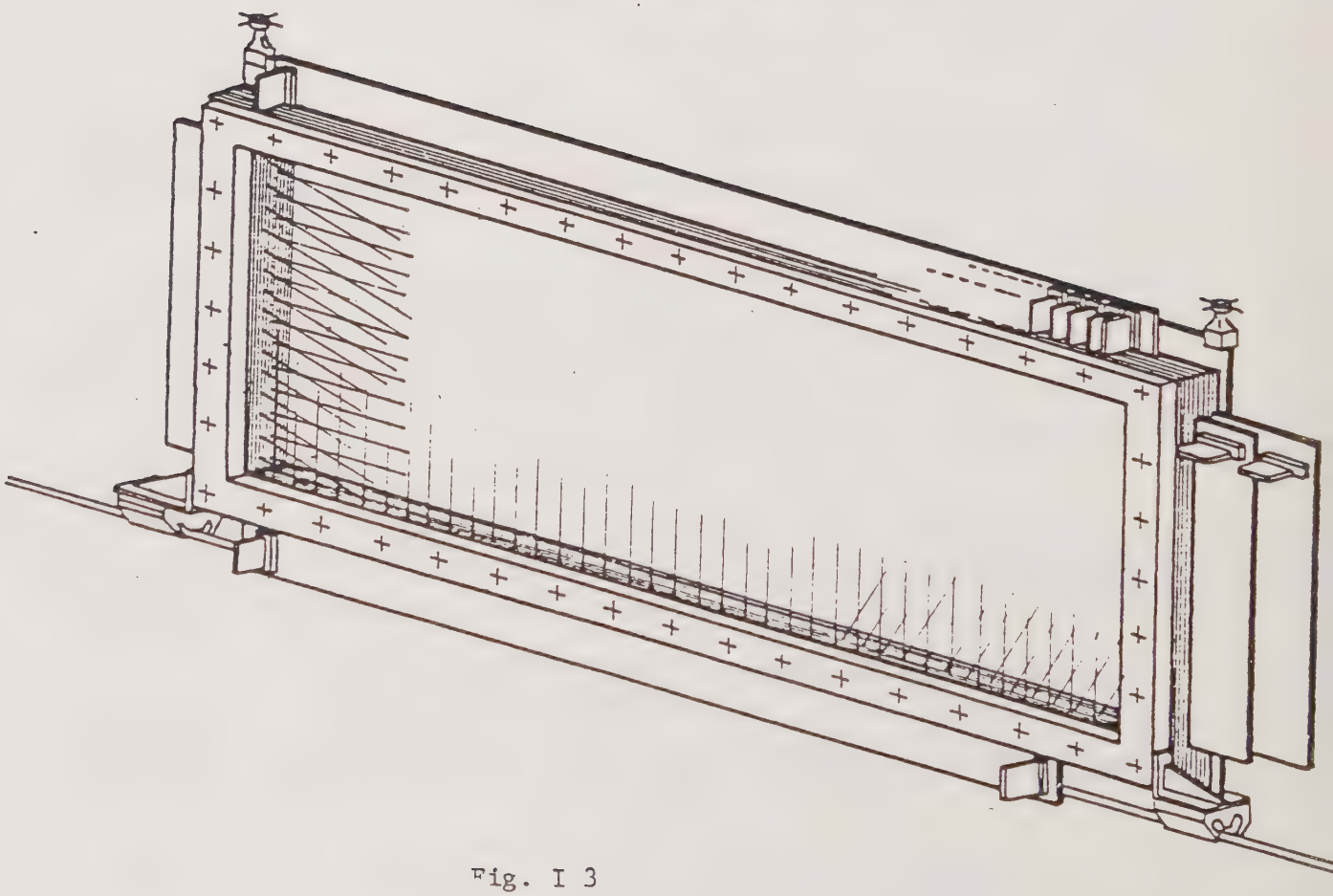


Fig. I 3

c) Les chambres du bras de levier (D0,D1,D2) :

Elles ont une surface utile de 3,1 x 2,1 m.

Les fils sont les mêmes que pour les chambres dans l'aimant mais ils sont espacés de 3 mm.

Les plans de haute tension sont formés d'une feuille de mylar de 70 μm d'épaisseur couverte d'un dépôt de carbone sur les 2 faces.

La surface utile de D2 était réduite artificiellement (alimentation des plans haute tension) à la surface de la face de sortie de l'aimant.

2/ Electronique et lecture des chambres.

Les chambres rapides totalisent 2000 fils actifs, les autres 38 000 fils actifs.

a) - Electronique des chambres (D0 à D13) :

Notre système utilise le circuit intégré FILAS fabriqué par EFCIS qui permet un multiplexage des informations des chambres et donc une réduction considérable du nombre de câbles partant de la chambre (fig. I 3).

α) le circuit FILAS :

Ce circuit de technologie MOS (réf. 4 et 5) effectue les fonctions suivantes :

- amplificateur - discriminateur avec un seuil, ajustable par tension externe, de 3 mV.

- retard de 400 à 700 ns obtenu par un monostable contrôlé par une tension externe ; le temps mort est de 1 μs pour une longueur de 400 ns.

- coincidence avec un ordre d'écriture externe.

- mémoire.

Chaque circuit intégré contient 8 voies de ce type.

β) Les sorties des mémoires des circuits FILAS sont regroupées par 2 (16 fils) et reliées à un "bus" 16 voies sur la chambre.

Pour un ensemble de 32 x 16 = 512 fils, un décodage des 32 adresses est effectué sur la chambre même et la liaison (8 m de long) vers le module de lecture nécessite seulement :

- 16 lignes données
- 5 lignes adresse
- 1 ligne remise à zéro.

γ) module de lecture : il adresse séquentiellement les groupes de 2 FILAS, analyse les informations obtenues, regroupe des fils contigus touchés pour définir un "impact", et écrit un mot de 16 bits par impact obtenu ; ce mot contient le numéro du fil central et la taille de l'impact (nombre de fils contigus).

δ) les informations des modules de lecture sont regroupées par un module concentrateur lu par le calculateur PDP11-45 par système CAMAC avec accès direct à la mémoire.

ε) la lecture de tous les plans de chambres par les modules de lecture est simultanée et s'effectue en 40 μs.

Le transfert dépend ensuite du cycle CAMAC.

b) Chambres rapides : les signaux sont d'abord amplifiés par des circuits de la série MECL 10000 situés sur la chambre puis transmis par câbles plats à la salle de comptage.

L'information est alors validée par une coincidence avec un signal rapide de pré-déclenchement (donné par la présence d'une interaction quelconque dans la cible). Le débit est alors suffisamment réduit pour être codé par des circuits FILAS identiques à ceux décrits au paragraphe précédent et qui reçoivent le même signal d'écriture.

La lecture est ensuite identique à celle des grandes chambres.

Une description plus complète de l'électronique et des informations enregistrées est faite dans la référence 6.

3/ Utilisation des chambres :

a) - contrôles :

α) avant les périodes de faisceau, une vérification de l'électronique et du système d'acquisition est effectuée en simulant des impacts sur les fils des chambres : à cet effet, un signal électrique est appliqué sur une piste cuivrée située sur le circuit imprimé des chambres, perpendiculaire à l'arrivée des fils et sur l'autre face du circuit. Par couplage capacitif, on excite ainsi l'ensemble des fils ; toute voie défectueuse est immédiatement détectée.

β) au début des périodes de faisceau, on acquiert des événements sans champ magnétique et avec les collimateurs du faisceau fermés. On obtient ainsi des muons traversant tout l'appareillage ; ces traces droites permettent de voir les fils inefficaces et d'avoir une mesure précise des positions géométriques des chambres.

γ) pendant la prise de données, le calculateur d'acquisition fournit en temps réel les histogrammes du nombre de coups par fil pour un plan donné, des multiplicités par plan (fig. I 4), des tailles des impacts par plan.

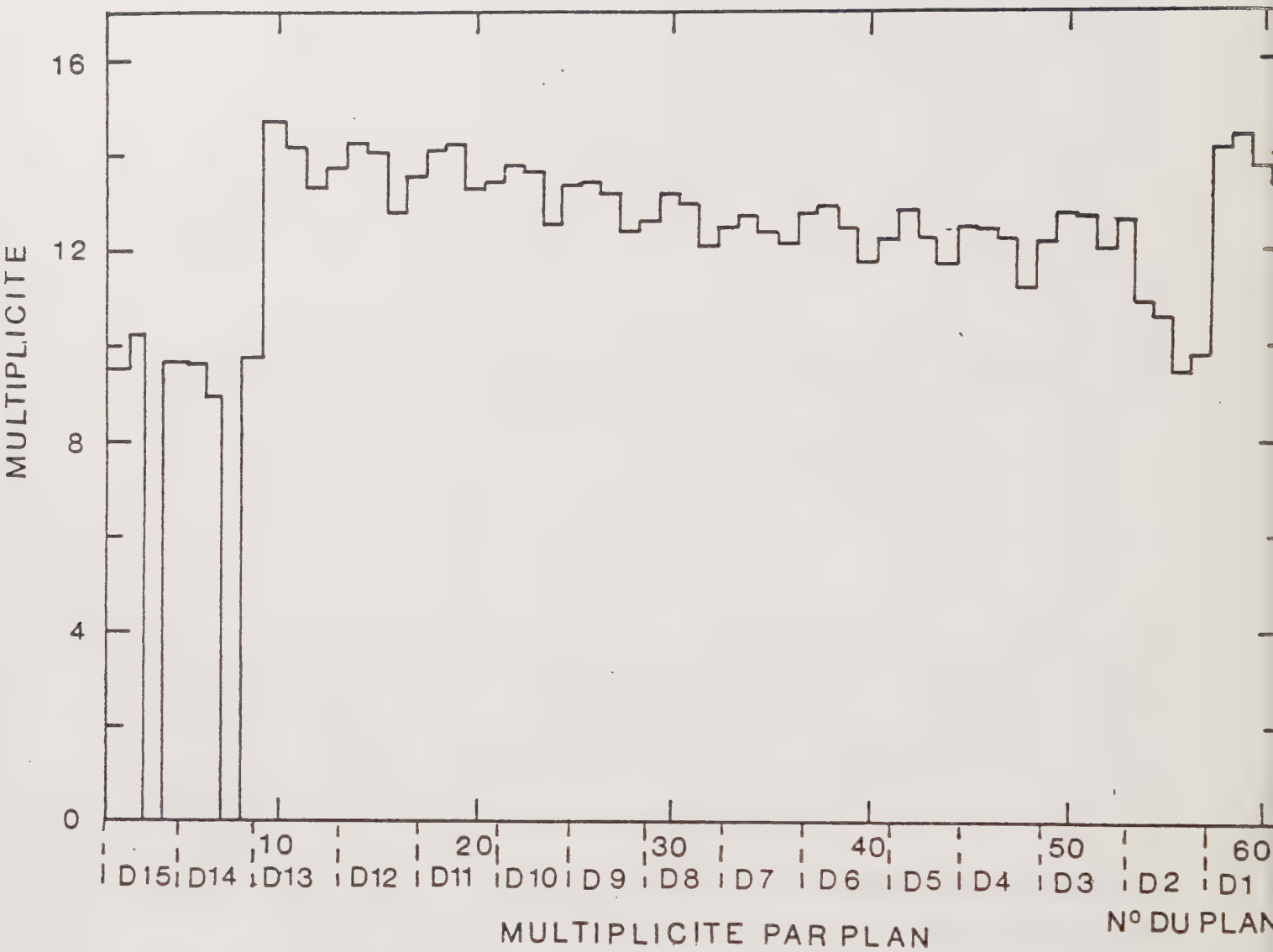

MULTIPLICITE
16
12
8
4
0
10
20
30
40
50
60
D15 D14 D13 D12 D11 D10 D9 D8 D7 D6 D5 D4 D3 D2 D1
MULTIPLICITE PAR PLAN
Nº DU PLAN

Fig. I 4

b) effet du champ magnétique sur la mesure des traces :

α) Sans champ magnétique, pour de simples raisons géométriques (fig. I 5), la taille de l'impact varie en fonction de l'angle d'incidence de la trace sur le plan de fils. Nos mesures permettent d'obtenir réciproquement la proportion des différentes tailles d'impacts en fonction de l'angle d'incidence.

Une analyse plus fine aux grands angles d'incidence fait apparaitre des impacts où certains fils n'ont pas répondu de forme :

.. x x x . x ...

On peut alors traduire l'ensemble de ces effets par une courbe donnant la probabilité d'inefficacité d'un fil en fonction de la distance (fig. I 6) ; à partir de cette courbe, on peut calculer les probabilités de toutes les configurations possibles.

A 60° d'incidence, la taille moyenne d'un impact est 4,5 fils.

β) Avec champ magnétique, les électrons produits le long de la trace qui ont une énergie trop faible ne vont pas atteindre le voisinage des fils, il va donc y avoir une réduction de la taille globale des impacts. (Pour 60° d'incidence, la taille moyenne d'un impact est réduite de 4,5 à 3,6 fils).

Un effet supplémentaire apparait suivant le signe de l'angle d'incidence du à la charge des électrons (fig. I 7 et I 8). Mais le centre de l'impact n'est pas déplacé.

Pour 60° d'incidence, la taille moyenne d'un impact est 3,4 ou 3,8 fils suivant le signe de l'angle ; ces effets ont une conséquence directe sur le traitement des impacts avant de pouvoir les utiliser pour reconstruire des traces : le regroupement des impacts séparés par un fil non touché, qui

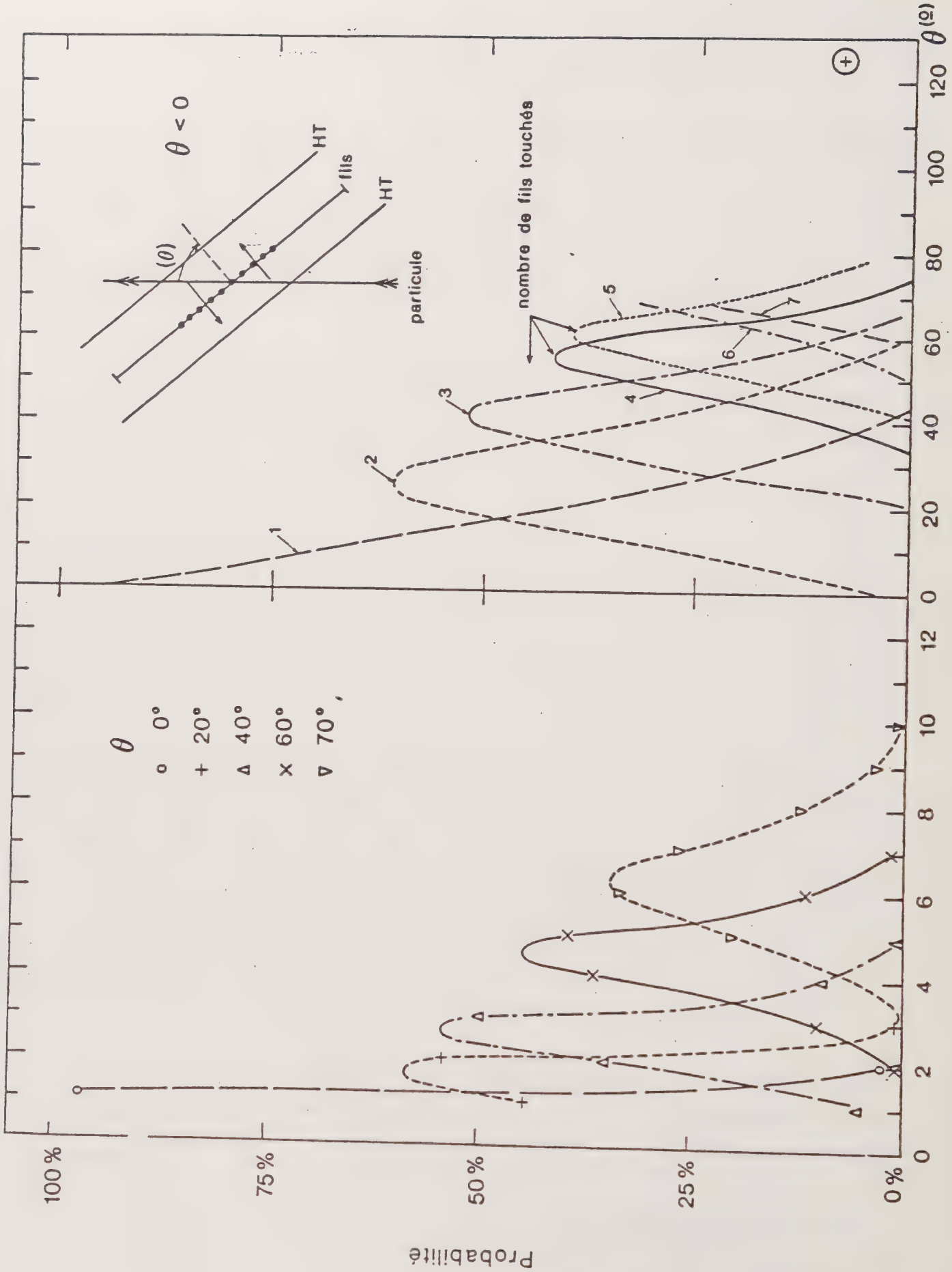

Probabilité
100 %
75 %
50 %
25 %
0 %
θ
0°
20°
40°
60°
70°
Nombre de fils touchés
0 2 4 6 8 10 12 0 20 40 60 80 100 120 θ(g)
θ (sans champ)
nombre de fils touchés
1
2
3
4
5
6
7
θ < 0
HT
fils
HT
particule
(θ)
+

Fig. I 5

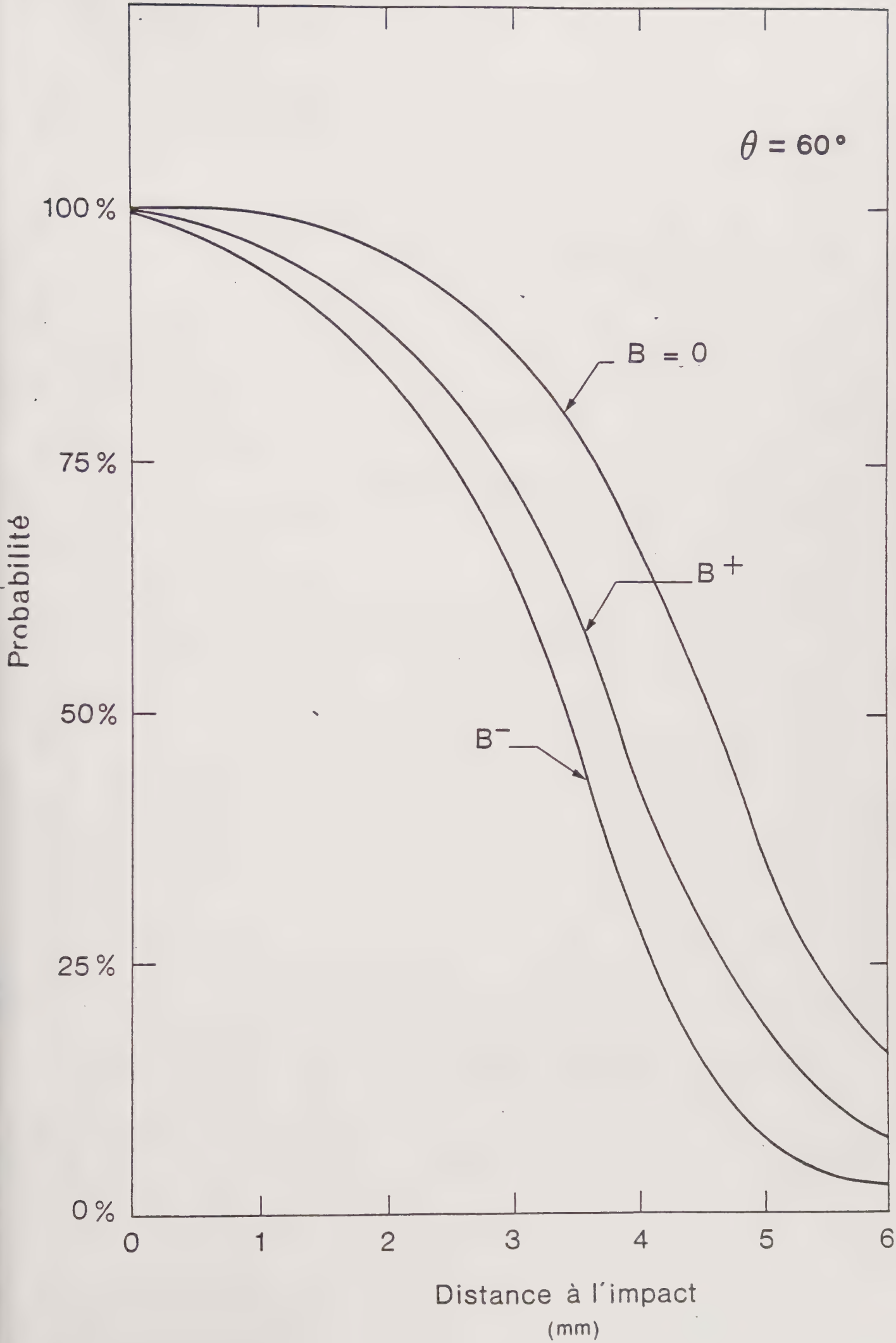
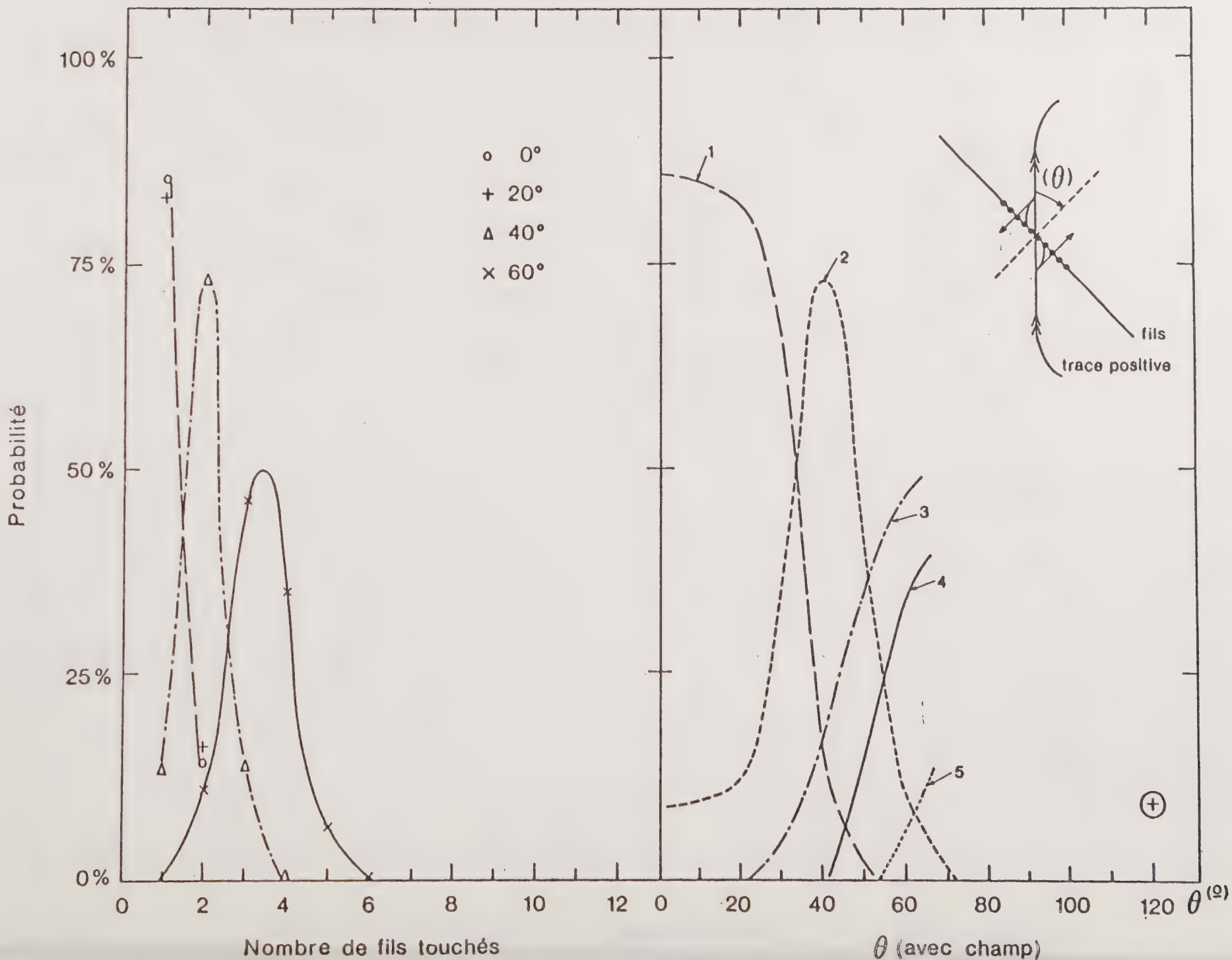

θ = 60°
100 %
75 %
50 %
25 %
0 %
Probabilité
B = 0
B +
B −
0
1
2
3
4
5
6
Distance à l'impact
(mm)

Fig. I 6


100 %
75 %
50 %
25 %
0 %
Probabilité
o 0°
+ 20°
Δ 40°
× 60°
0
2
4
6
8
10
12
Nombre de fils touchés
1
2
3
4
5
0
20
40
60
80
100
120
θ (Ω)
θ (avec champ)
(θ)
fils
trace positive

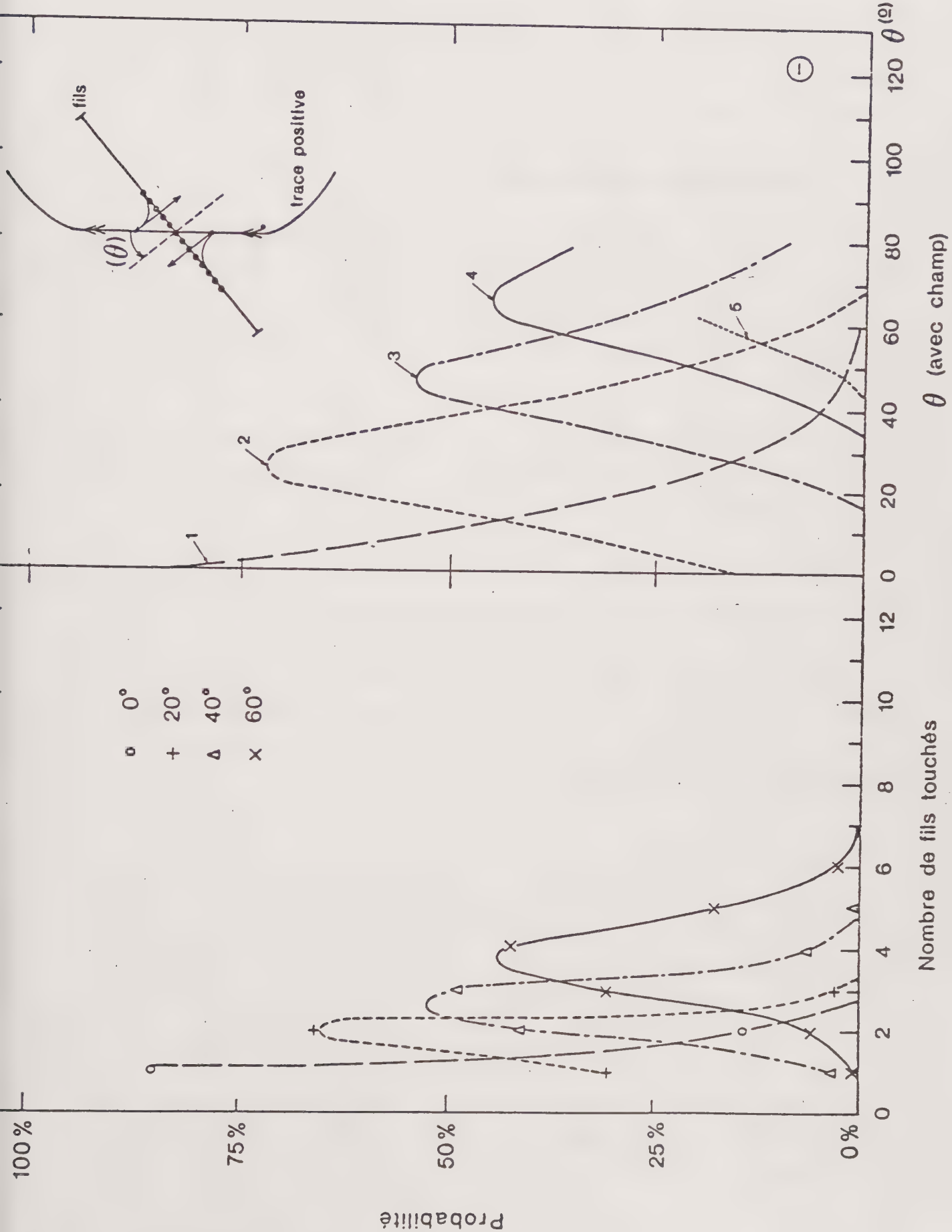

fils
trace positive
(θ)
Probabilité
100 %
75 %
50 %
25 %
0 %
0° 20° 40° 60°
Nombre de fils touchés
θ (avec champ)
θ (°)
1
2
3
4
6

Fig. I 8

avait été envisagé, n'a pas été choisi : compte tenu du faible angle d'incidence moyen des traces sur les chambres et de la multiplicité élevée de traces, une telle configuration correspond plus souvent à 2 particules différentes qu'à une seule.

c) Performances du détecteur :

Le compromis nécessaire entre une bonne efficacité et une trop forte contamination par des traces venant d'une interaction précédant l'événement, a conduit à choisir une largeur du signal d'écriture sur le FILAS de 80 ns pour la prise de donnée.

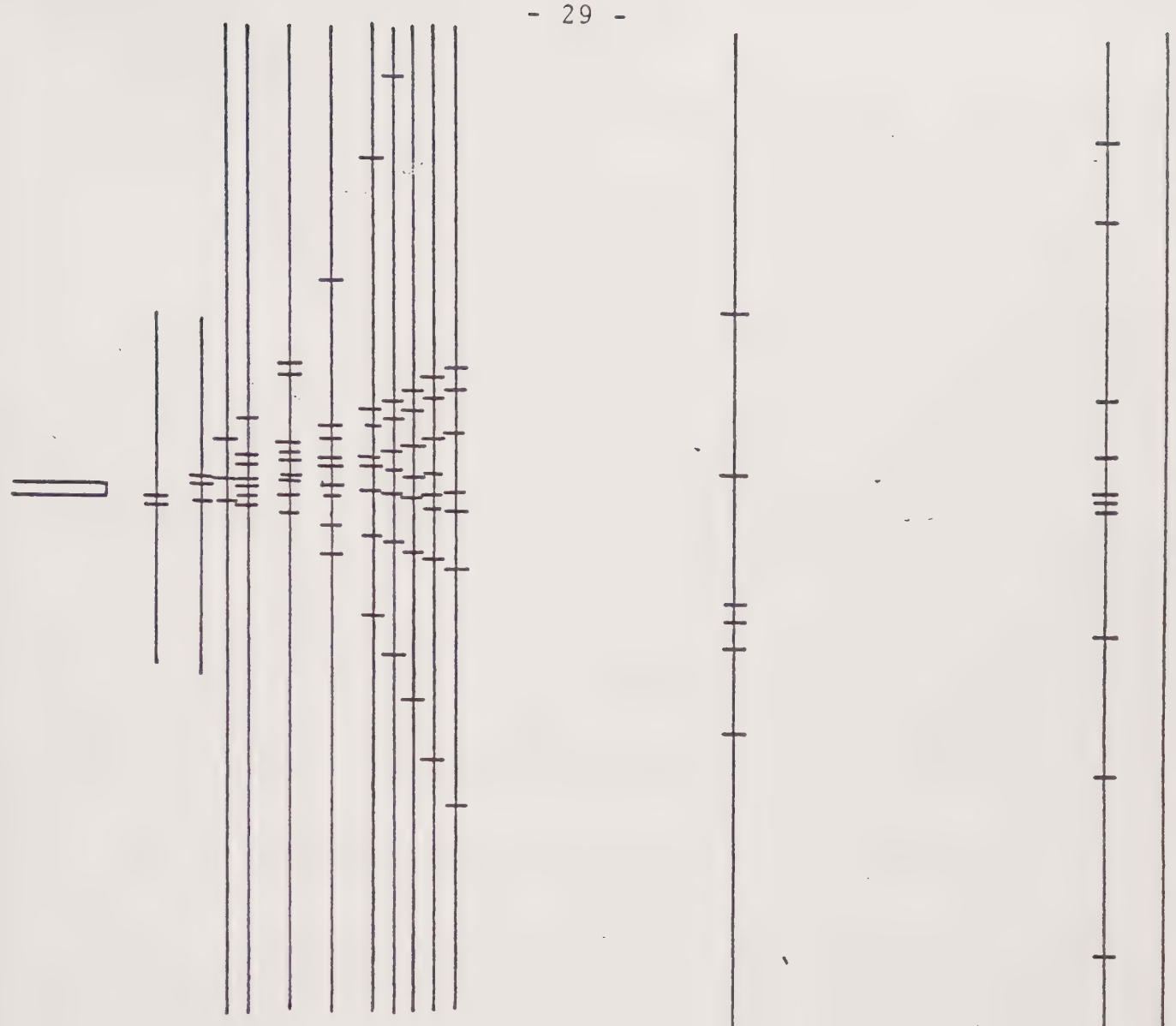
L'efficacité moyenne par plan, calculée sur des événements réels à partir des points manquants sur une trace reconstruite par le programme, est de 94 %.

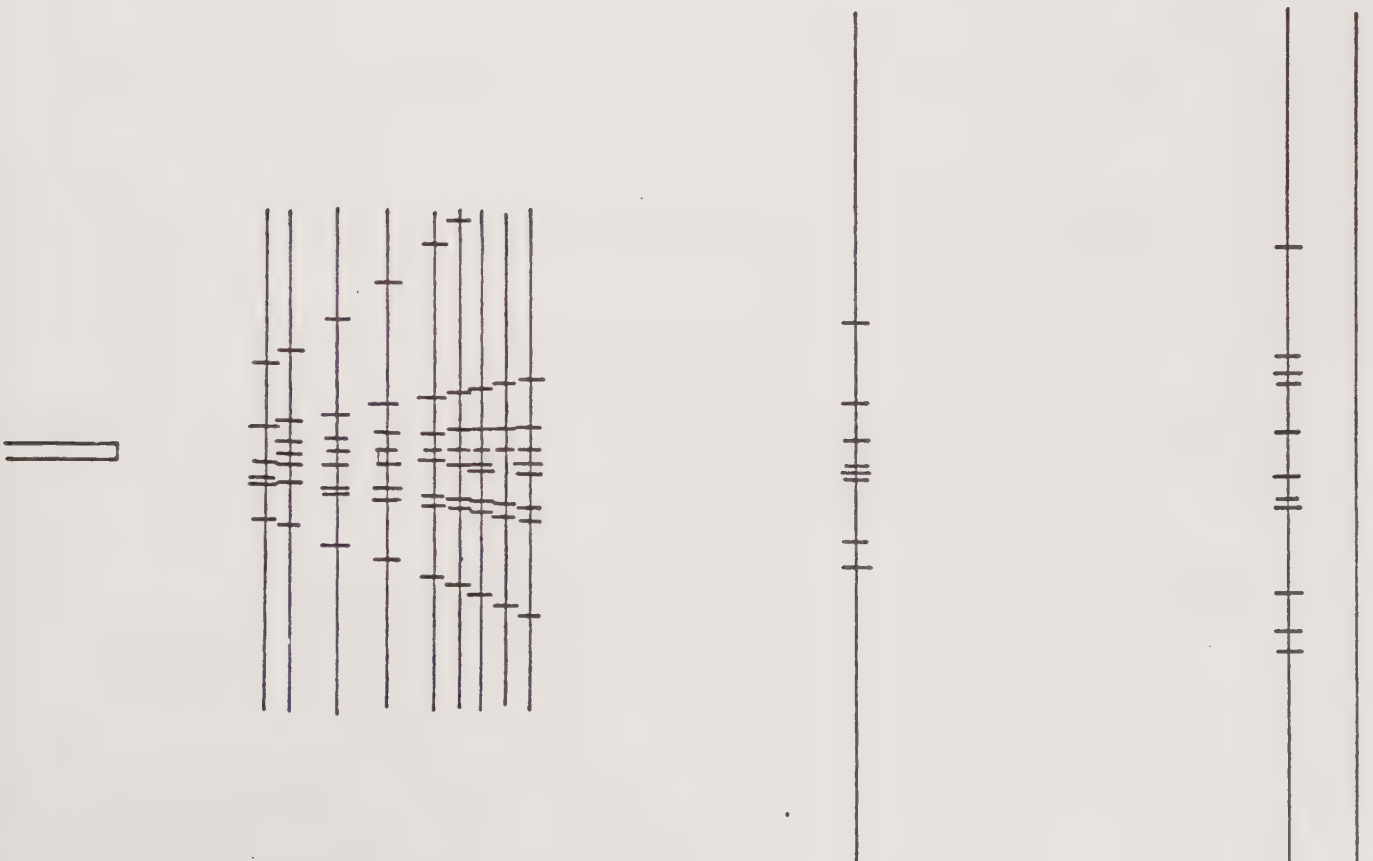
La figure I 9 donne une vue des impacts sur les fils verticaux et horizontaux pour un événement simple.

Les résolutions obtenues sur les paramètres des traces seront détaillées dans le chapitre reconnaissance des traces ; on obtient par exemple une résolution globale σ = 32 MeV sur la désintégration ψ (3100 MeV) -> $\mu+\mu-$.

Les informations des chambres proportionnelles constituaient la majeure partie des événements enregistrés par le calculateur d'acquisition (PDP 1145). Un événement représentait environ 1000 mots de 16 bits. Une bande magnétique contenait environ 16000 événements.

La statistique utilisée par la suite correspond à 40 millions de déclenchements, soit environ 2500 bandes magnétiques.





Chapitre II

RECONSTRUCTION DES EVENEMENTS

A partir des données enregistrées sur bande magnétique, nous allons essayer de reconstruire les trajectoires des particules dans l'espace et de déterminer leurs paramètres.

Ce traitement est effectué par un calculateur CDC 7600.

Nous avons réalisé un des premiers spectromètres ouverts étudiant les interactions hadroniques avec une impulsion de faisceau aussi élevée (200 GeV/c). La multiplicité chargée élevée attendue (≃ 10 particules), le nombre de points de mesure limité (16 chambres au mieux), et le grand volume magnétique (inhomogène) rendaient la reconstruction difficile et coûteuse en temps de calcul.

I) Principales étapes de la reconstruction des événements

Le traitement se fera en deux étapes :

- un filtre rapide n'utilisant que le bras de levier (partie 1/) pour sélectionner les événements,

- un programme complet utilisant les parties 1/2/3/ pour traiter les événements sélectionnés.

1) Bras de levier

a) nécessité

- Le faible nombre d'événements intéressants (masse $\mu^+\mu^-$ > 2,7 GeV/c^2) parmi les événements enregistrés et le temps de calcul élevé nécessaire à la reconstruction de l'ensemble des traces dans le champ magnétique montrent la nécessité d'un filtre rapide utilisant les données prises hors du champ magnétique (bras de levier). Mais l'utilisation d'un spectromètre ouvert noie les μ parmi les hadrons et les parasites, ce qui rend la réalisation du filtre délicate si l'on veut garder une bonne efficacité.

- Pour le programme complet, l'initiation des traces dans le bras de levier est indispensable car elles y sont bien séparées dans l'espace.

- Mais les contraintes expérimentales ne permettent de disposer que de 2 points de mesure précise des traces (entre l'aimant et le Cerenkov, entre le Cerenkov et l'absorbeur en fer). D'où la nécessité d'y placer des chambres multiplans et de commencer par une recherche des points dans l'espace à partir des fils touchés dans ces chambres (D1 et D2).

b) Recherche des points dans l'espace dans une chambre

Dans un cas simple (2 impacts par plans et un fil parasite, fig.II 1), cette recherche est très facile. Mais il y a en moyenne 15 impacts par plan dans D1 (fig.II 2) ! d'où la nécessité d'un programme complexe.

Les plans étant distants de 14 mm en x, par une homothétie centrée sur la cible, on projette d'abord tous les fils (en fait les "impacts") touchés sur un seul plan pour réduire les erreurs de parallaxe.

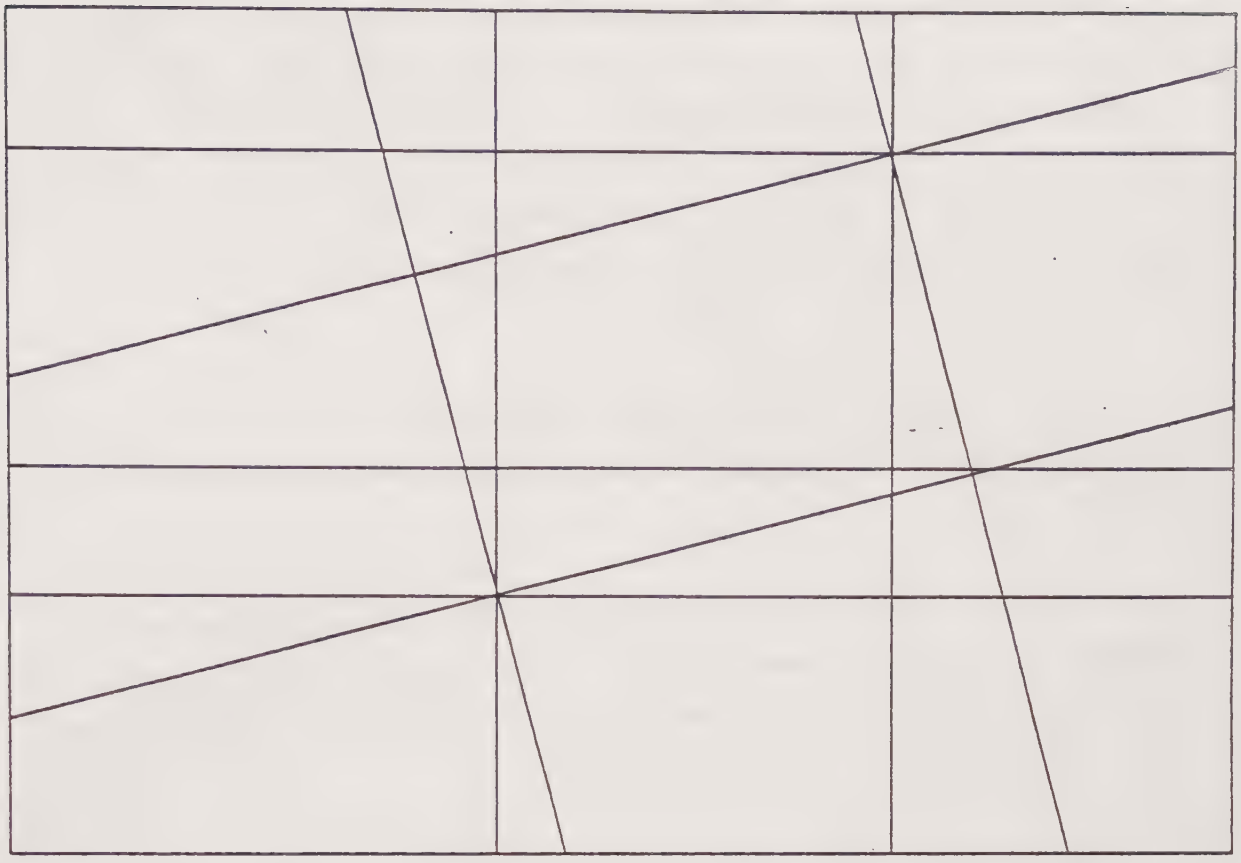


Fig. II 1

Fig. II 2

- On cherche alors les ensembles de 4 fils concourants qui définissent donc un point dans l'espace ; la redondance obtenue (2 fils suffisent à priori) permet de définir ainsi des points très précis (quadruplets), qui ont très peu de probabilité de provenir d'une association aléatoire. On voit, par exemple, 2 quadruplets sur la figure II 1.

Mais l'efficacité de cet algorithme est faible : pour 94% d'efficacité par plan, on obtient 78% d'efficacité par point.

Sur la figure (II 3), on voit le nombre de quadruplets obtenus dans la chambre D1 en fonction du nombre d'impacts dans celui des 4 plans qui en a le moins (c'est lui qui limite le nombre de quadruplets).

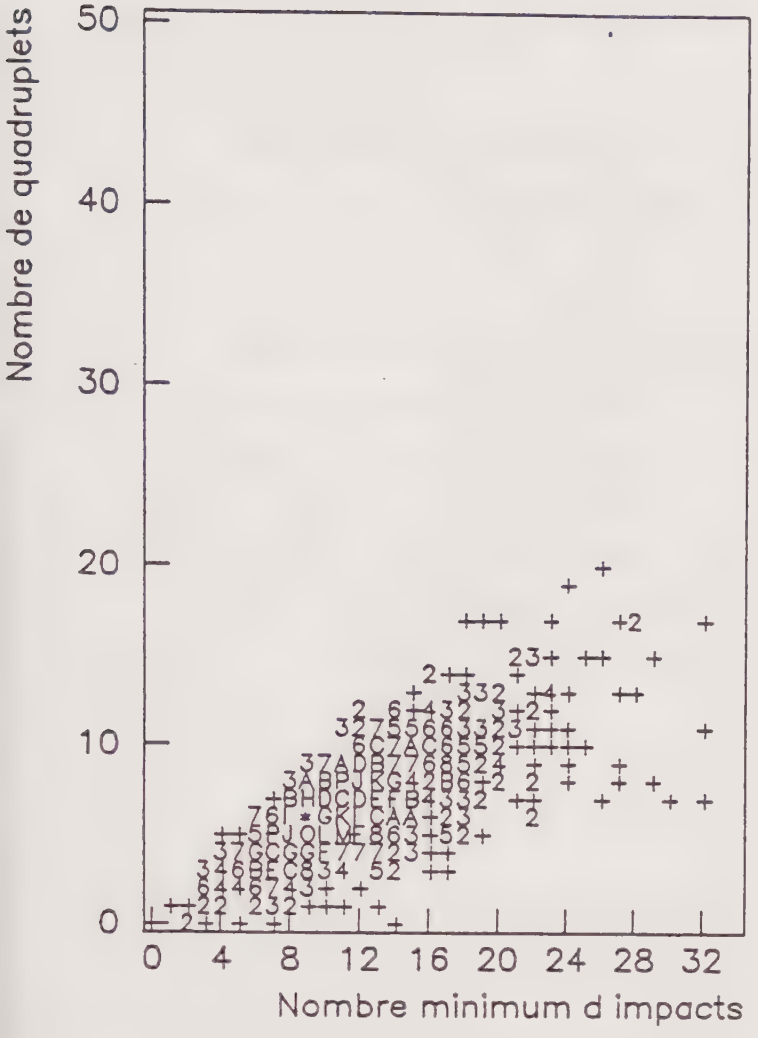
On a en moyenne (dans D1) 6,7 quadruplets pour 12 impacts minimum.

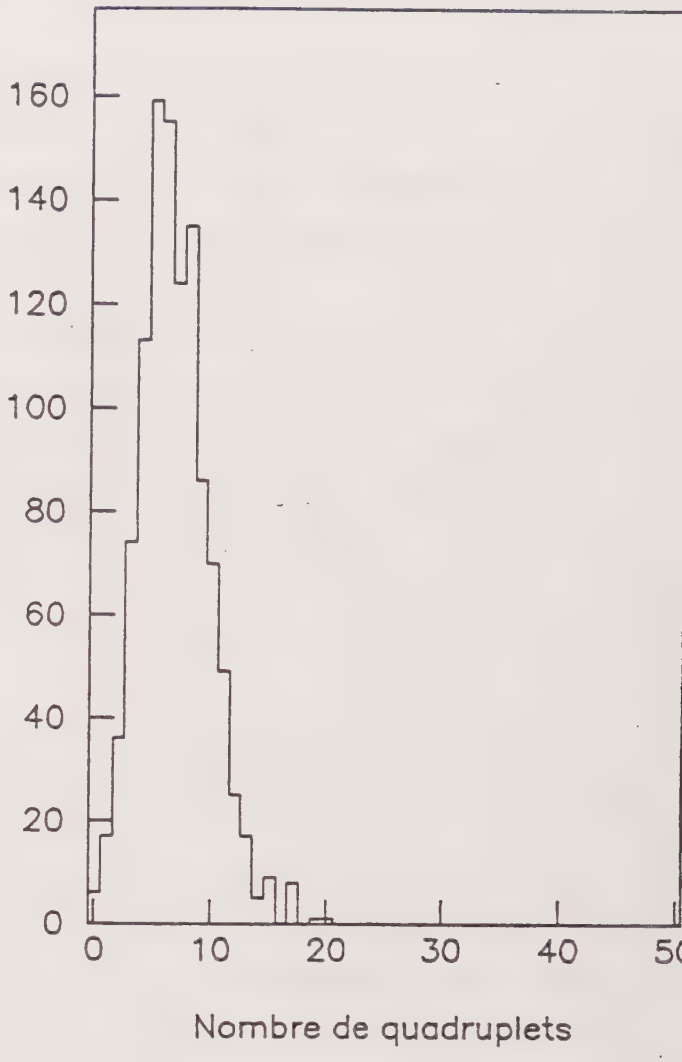
- Pour améliorer l'efficacité, on recherche ensuite les combinaisons à 3 plans parmi 4 ("triplets"), en s'interdisant de réutiliser les fils des quadruplets. (Cette interdiction évite, par exemple, la reconstruction d'un faux triplet sur la figure II 1).

L'efficacité est alors bien meilleure (98,0%) mais le nombre de combinaisons est trop élevé ; on le réduit en interdisant de prendre un même couple de fils orthogonaux dans 2 triplets différents.

Pour effectuer ces opérations de façon rapide et sans prendre trop de place en mémoire, on utilise complètement un mot de 60 bits (CDC 7600) par fil touché, en codant sous la forme $2^i + 2^j + 2^k + \ldots$ le numéro d'ordre (i, j, k) des points auxquels ce fil participe ; par opérations booléennes sur ces mots, on a immédiatement la validité d'une combinaison.

RECHERCHE DES QUADRUPLETS DANS D1





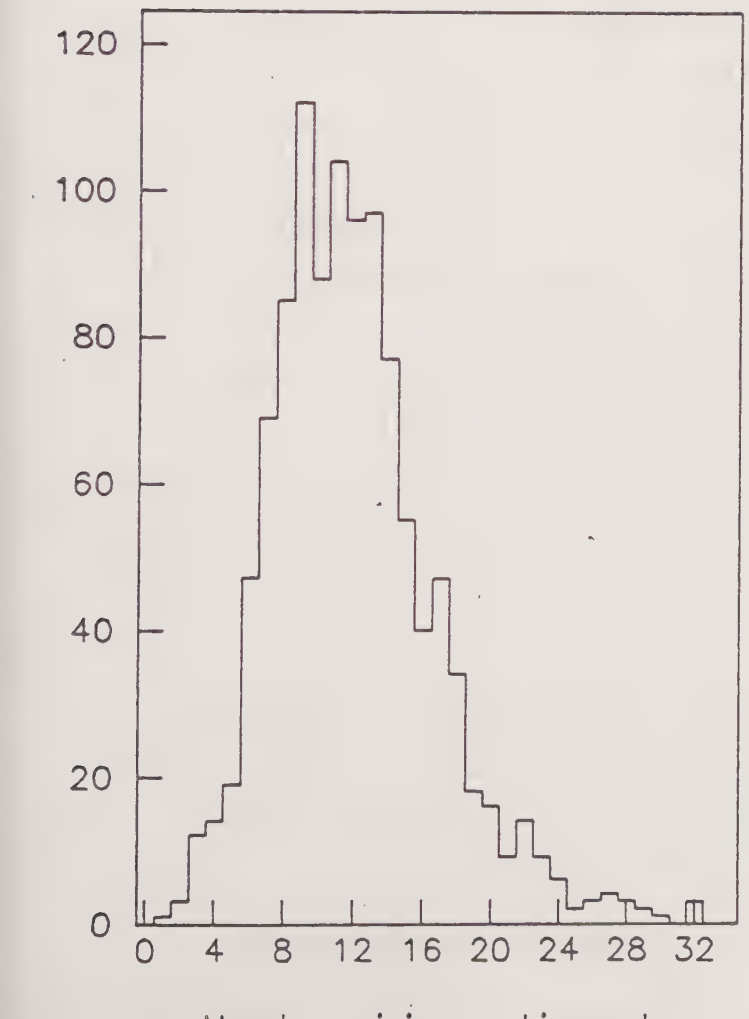


Fig. II 3

Sur la figure (II 4), on voit le nombre total de points obtenus en fonction du nombre d'impacts dans le plan qui en a le plus pour la chambre D1.

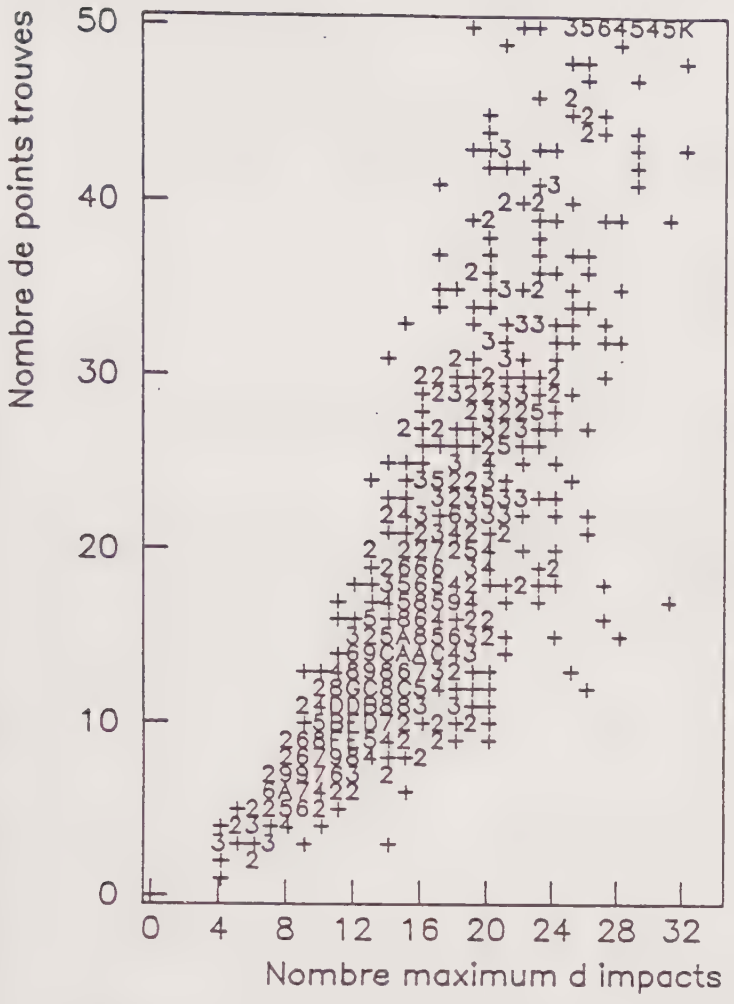
Le nombre moyen de points est 18,8 pour un nombre maximum moyen d'impacts de 16,3. La pollution physique est importante dans cette chambre (matérialisation de γ dans les miroirs du Cerenkov, rétro-diffusions dans le fer...) car le nombre moyen de traces venant de l'interaction et la traversant n'est que 8! (nombre obtenu à partir des traces reconstruites et de l'efficacité calculée).

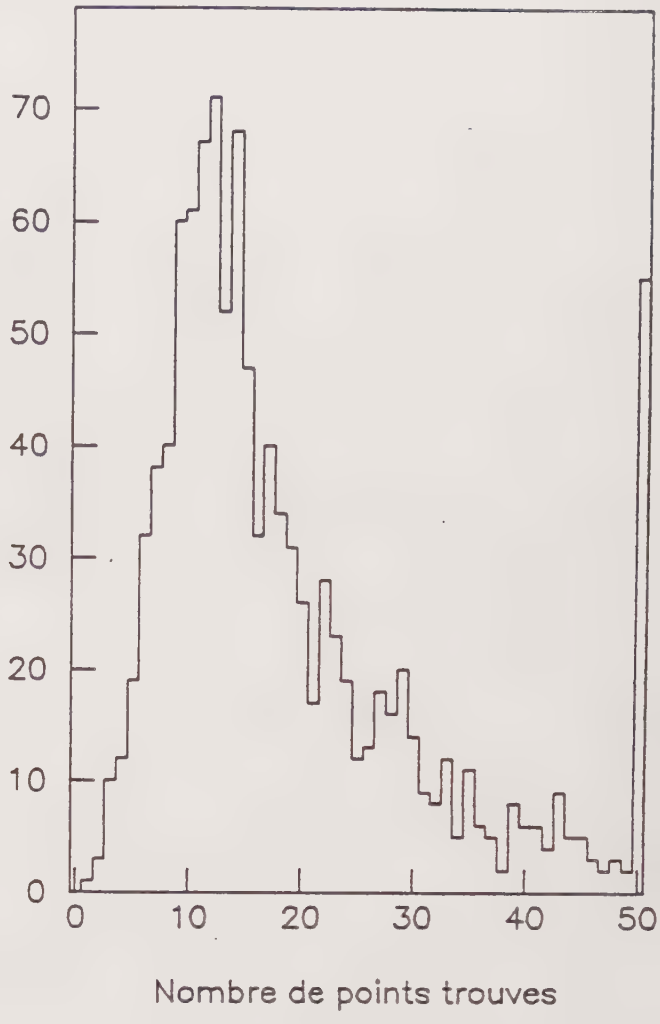
La perte en ψ venant de la recherche des points dans les deux chambres D1 et D2 est $1-(.98)^4 \simeq 8\%$.

Cet algorithme était à l'origine réalisé par un processeur câblé développé par A. Fucci et B. Martin et dont la description est faite dans la réf.7 ; la chambre D1 était alors remplacée par 5 petites chambres du type (D13-D3) et la multiplicité dans chacune ($\simeq$ 5 impacts) rendait son utilisation très intéressante. La multiplicité très élevée dans D1 ($\simeq$ 15) a rendu son utilisation impossible et, sur la CDC 7600, il a fallu construire un algorithme complet beaucoup plus complexe : les coupures utilisées dans la recherche initiale des quadruplets sont beaucoup plus étroites que nécessaire car le nombre d'impacts élevé produit des fausses associations, même pour les quadruplets, et leurs fils sont alors définitivement perdus. Les quadruplets perdus sont récupérés après la recherche des triplets en choisissant les meilleurs fils au voisinage du centre du triplet sur la base des χ^2 partiels des ajustements.....

Pour rendre la recherche de points plus rapide dans le filtre, la recherche des points n'utilise que les fils traversant les zones définies dans la fig.(II 5) à partir

RECHERCHE COMPLETE DES POINTS DANS D1





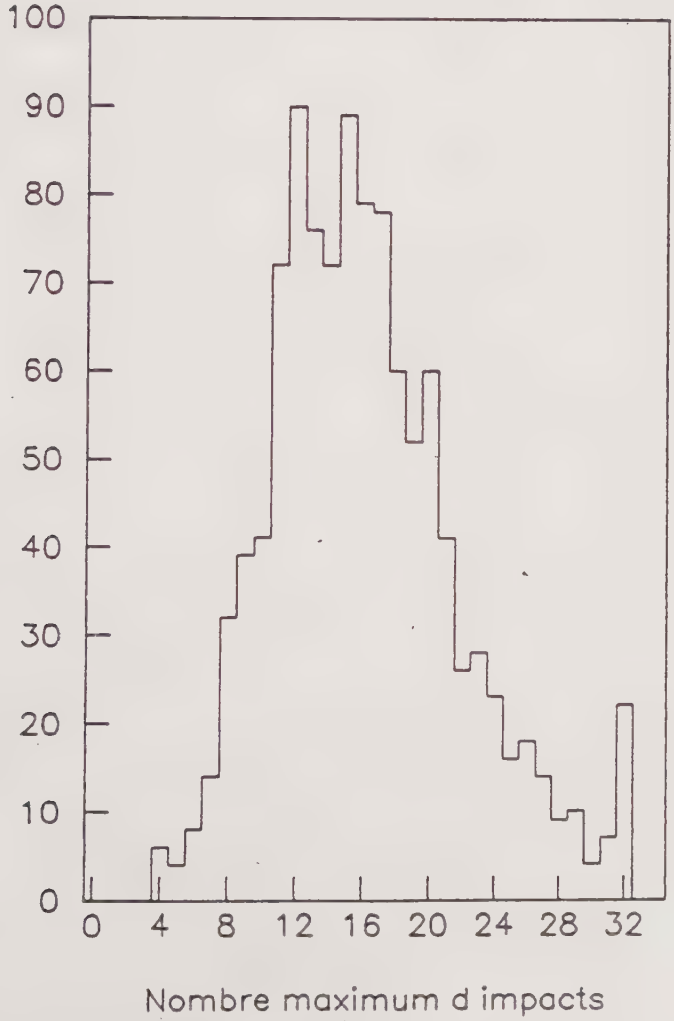


Fig. II 4

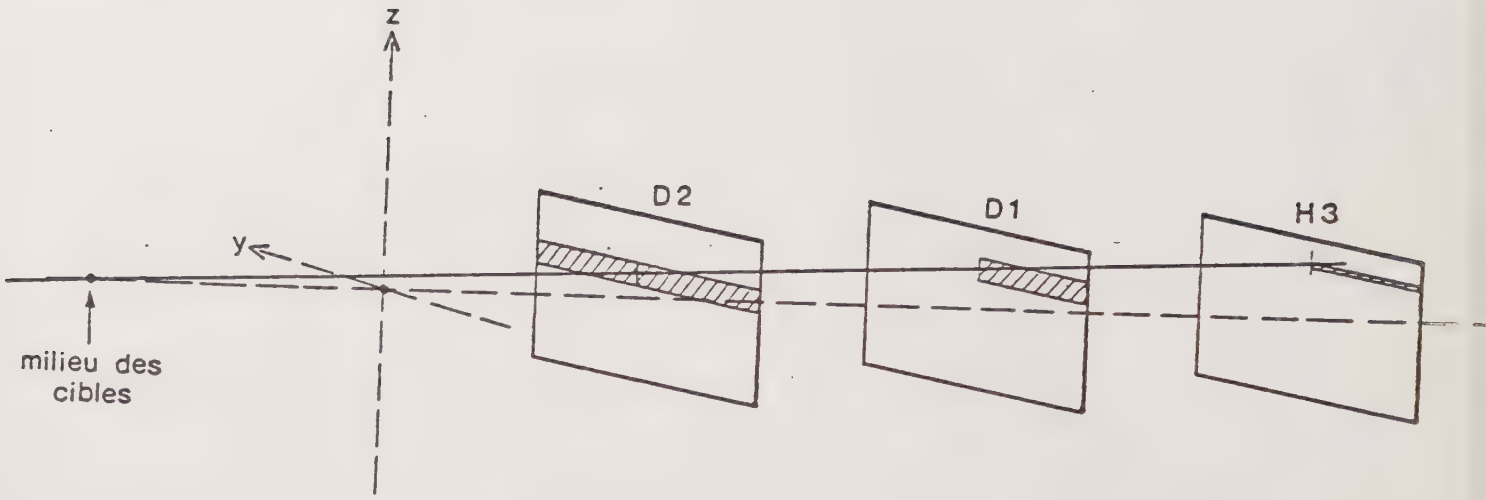


Fig. II 5

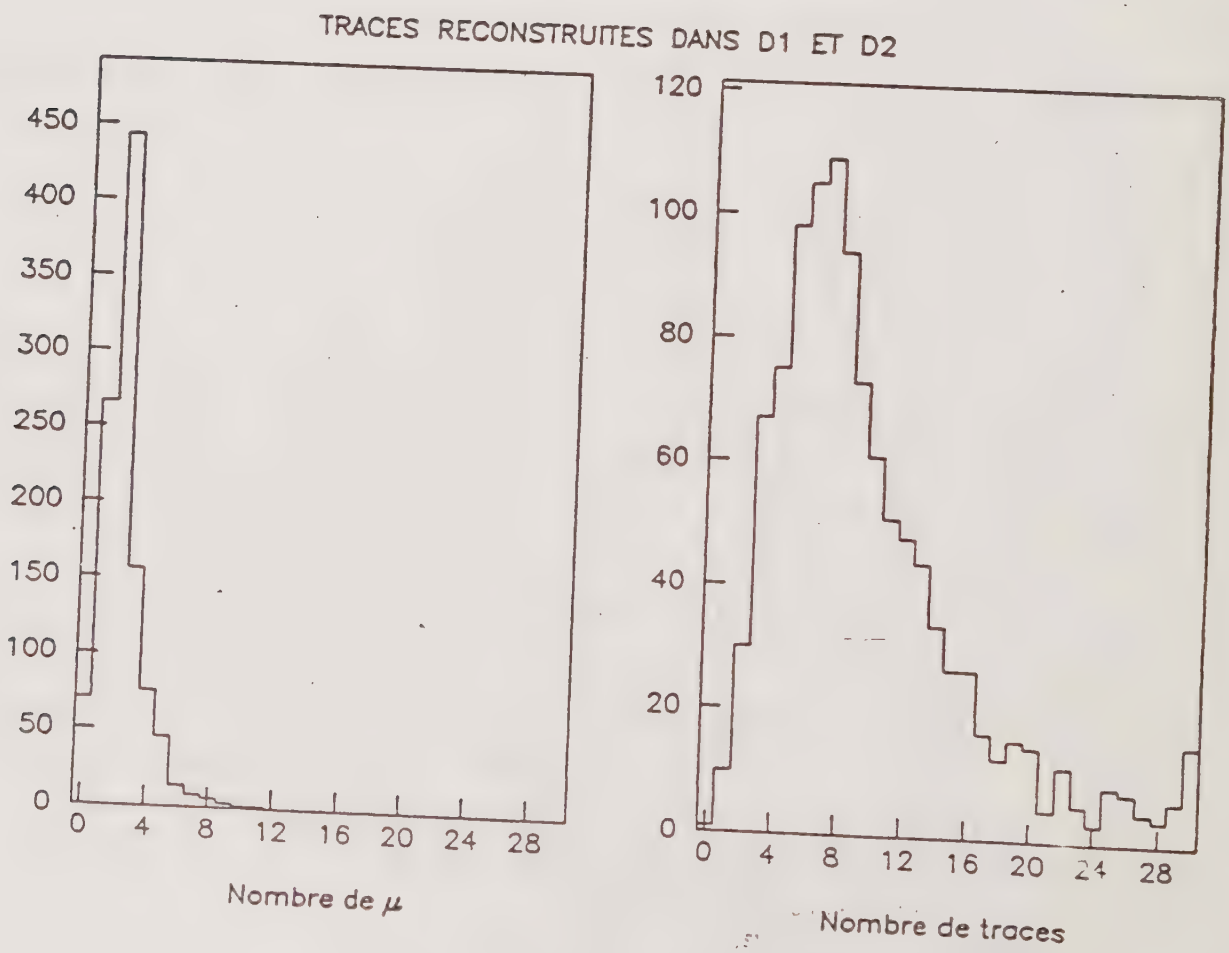


Fig. II 6

des hodoscopes touchés dans H3H ; on diminue ainsi fortement le nombre de combinaisons possibles.

Dans le programme complet, on cherche ensuite tous les autres points.

c) Recherche des traces à partir des points obtenus :

On associe les points de D1 et D2 2 à 2 en vérifiant que:
- dans la vue Z, ils sont alignés avec le centre des cibles,
- dans la vue Y, ils donnent une impulsion approchée supérieure à 5 GeV/c,
- on prolonge alors la trace dans l'aimant par une courbe du 4ème degré dans l'espace passant par le centre des cibles (courbe du 4ème degré dans le champ magnétique avec dérivée seconde nulle aux limites du champ, prolongée par des droites à l'extérieur du champ). On calcule ses intersections avec les plans des chambres D3, D4, D5, D6. On demande qu'il y ait au moins 2 fils touchés sur 4 dans chacune des 4 vues de ces chambres sur la trajectoire de la trace.

On valide les μ par leur intersection avec les lattes d'hodoscopes touchées (H3H et H3V).

On obtient ainsi, en moyenne 2,2 "μ" et 9,7 "traces" par événement (fig.II 6).

Connaissant maintenant la direction exacte de la trace, on redéfinit les points obtenus dans D1 et D2 en projetant les 3 (ou 4) impacts correspondants dans un même plan suivant cette direction (et non suivant celle de la cible comme en b/). Un ajustement du point dans l'espace est alors effectué en tenant compte de la largeur des impacts et éventuellement un des 4 impacts est rejeté suivant la valeur des χ^2 partiels.

On redéfinit alors les traces de façon plus précise à partir de ces points.

d) Calcul approché de la masse $\mu^+\mu^-$

On calcule grossièrement le x du vertex de l'interaction par extrapolation linéaire des traces des 2 μ dans la vue z (fig.II 7).

En prenant comme x_{vertex} la moyenne des x des intersections avec l'axe Ox, on a une bonne bonne précision car il y a compensation du champ radial B_r de l'aimant (les μ ont des charges opposées, sont dans des quadrants opposés et le champ de Goliath a la forme d'une bouteille verticale à cause de la dissymétrie des bobines).

Les trois cibles sont alors bien séparées (fig.II 8).

On recalcule l'impulsion approchée des μ avec ce x vertex, on calcule l'angle entre les μ en prolongeant les traces linéairement dans le plan central de l'aimant (points A et B fig.II 9).

La masse approchée vaut alors $M \simeq \sqrt{| P_1 P_2 \theta^2 |}$.

Le nombre de masses $\mu^+\mu^-$ calculées et le spectre en masse obtenu est indiqué fig.II 10.

La résolution en masse ainsi obtenue $\sigma \simeq 300$ MeV/c² permet une coupure à 2,5 GeV/c² qui ne fait pas perdre trop de ψ et donne un filtrage efficace (réjection de 97% des événements bruts).

L'efficacité de reconstruction du filtre est de 88% pour un ψ (pour 94% d'efficacité par plan de chambre). Le temps de calcul nécessaire est très court: 20 ms (CDC 7600) par événement brut.

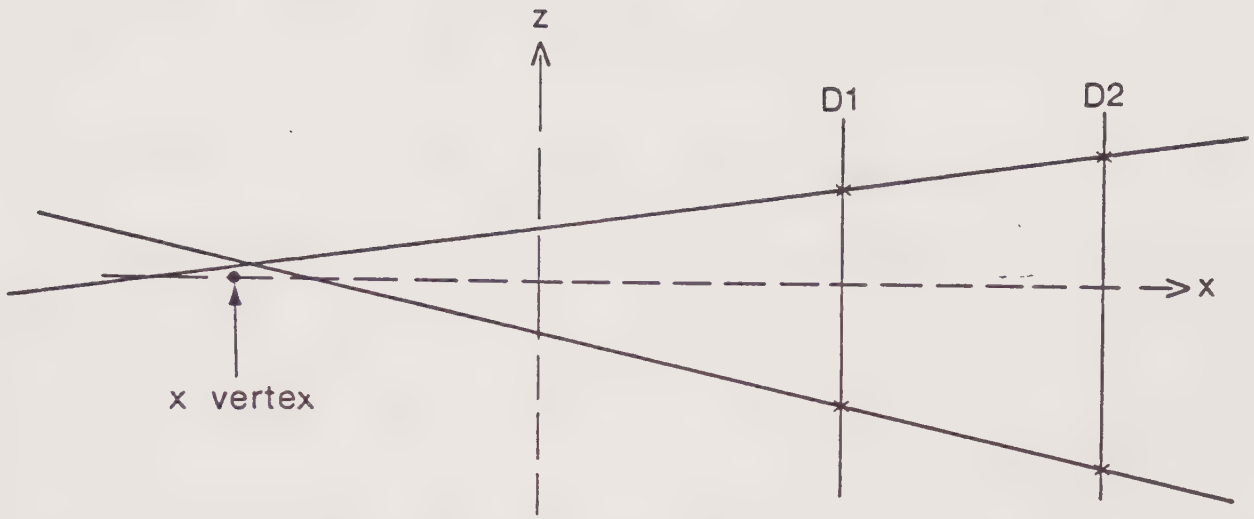
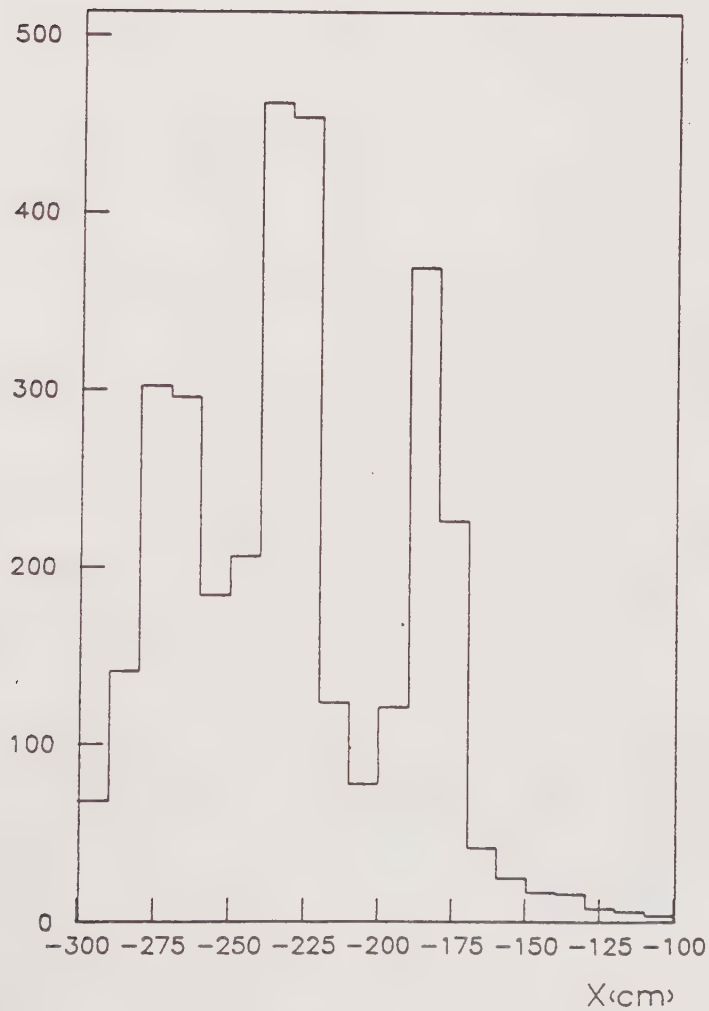


Fig. II 7



Coordonnee x de l interaction

Fig. II 8

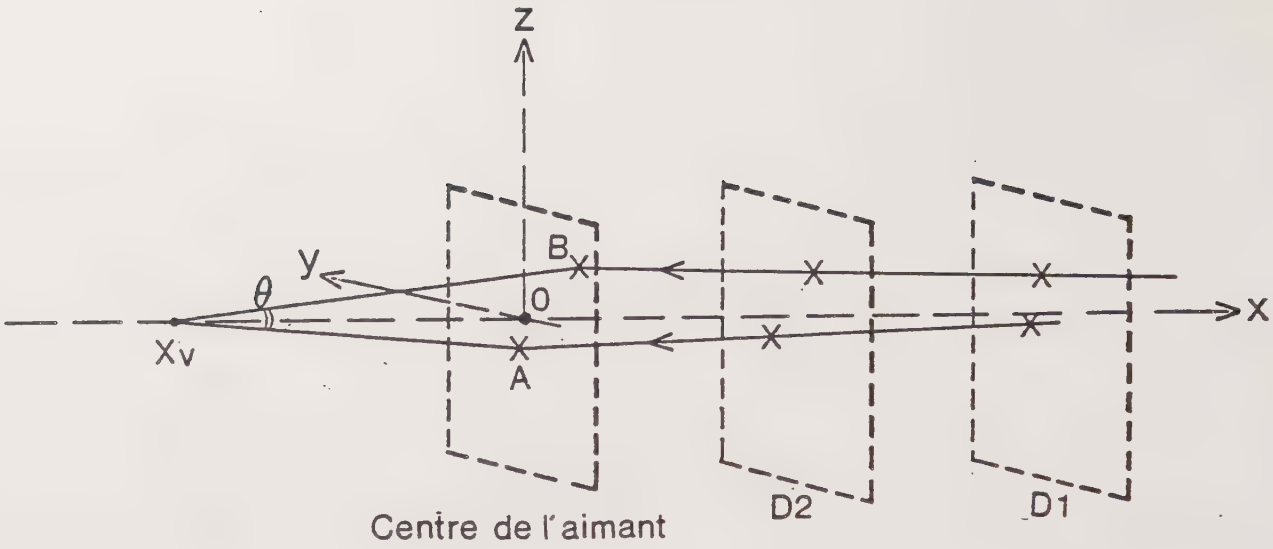
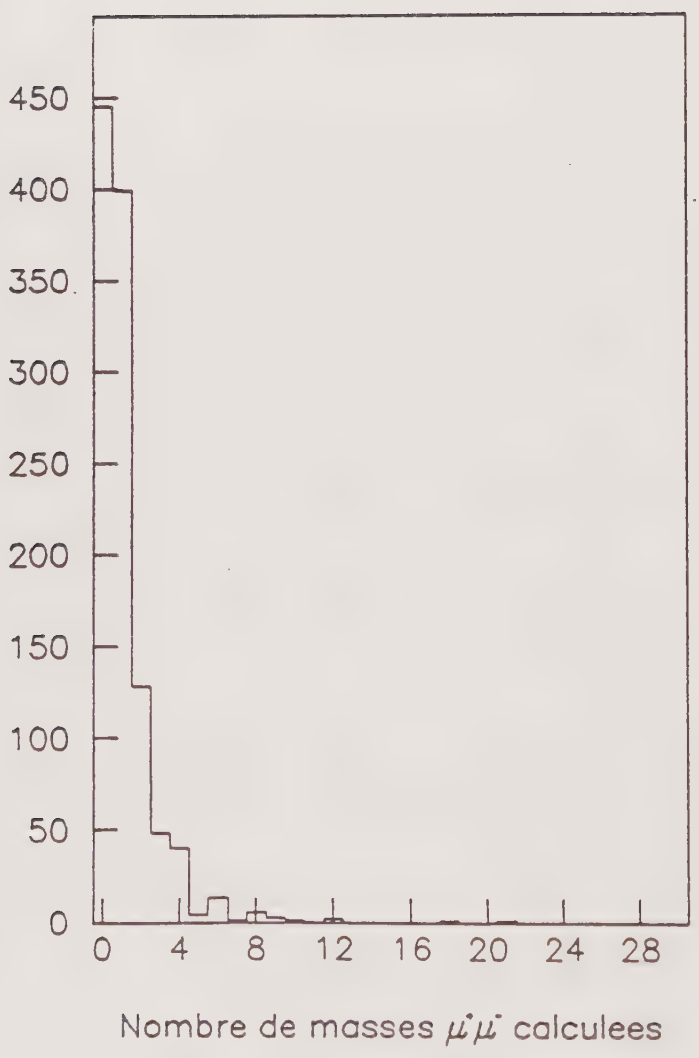


Fig. II 9



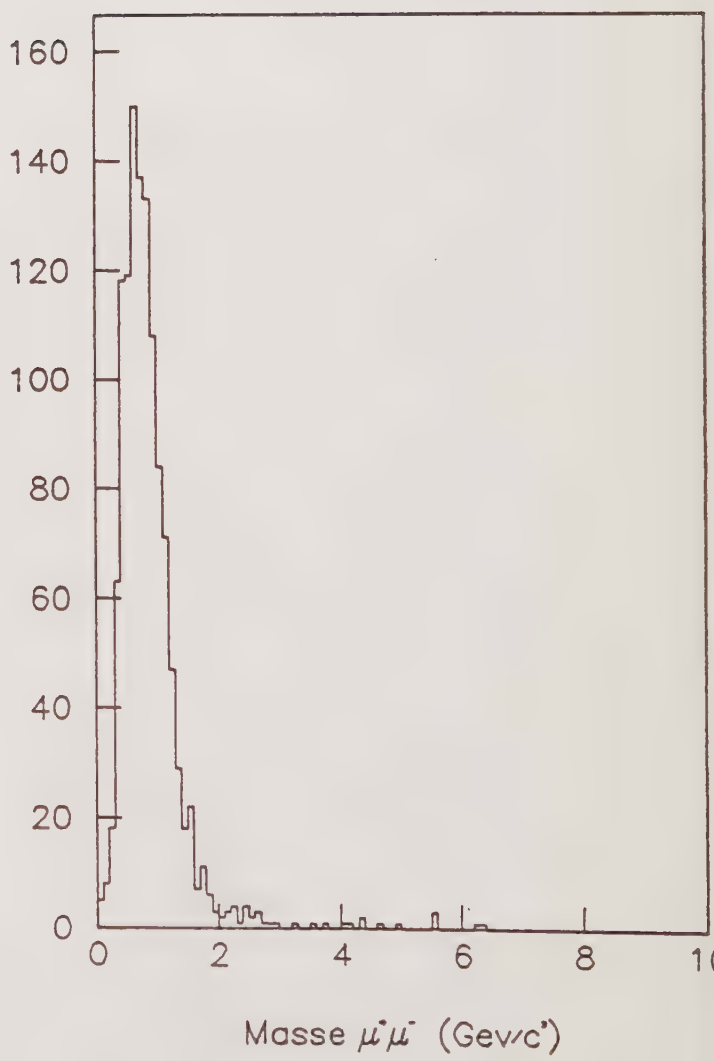


Fig. II 10

2) Reconstruction complète des traces

Ce programme a été écrit par F.X. Gentit à partir du programme TRIDENT (ref.8) de J.C. Lassalle (version de 1976).

a/ Principe de constitution des prototraces :

Une prototrace est un embryon de trace en projection horizontale (xoy). Elle sera transformée en trace dans l'espace au moment où elle aura réuni 3 coordonnées y, validées par les autres projections.

Le programme parcourt les plans des modules en remontant depuis la sortie de Goliath (D3) vers la cible (D15).

Tout impact y_1 dans un plan y ouvre la création d'une prototrace. On trace une droite passant par y_1 et le vertex calculé par le bras de levier (fig.II 11). On cherche alors un impact y_2 dans le plan y suivant, à l'intérieur de la tolérance large Δy (dépendant de $| y_1 |$, et Δx).

Pour que la prototrace soit abandonnée, il faut qu'il manque 2 valeurs de y sur 4 modules (mais la trace éventuelle ne sera pas perdue, il manquera seulement peut-être le premier point : il peut être récupéré à la fin du programme).

On fait alors passer par y_1, y_2 et le vertex une courbe du 3ème degré prolongée par une droite (fig.II 12). On obtient ainsi un 3ème point y_3.

Pour valider ces 3 points, on appelle un sous-programme de recherche de points analogue à celui décrit en I/1/b/ mais en projetant suivant la direction

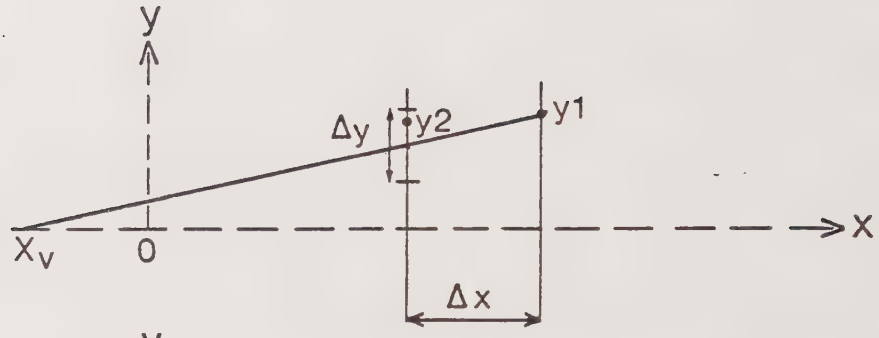


Fig. II 11

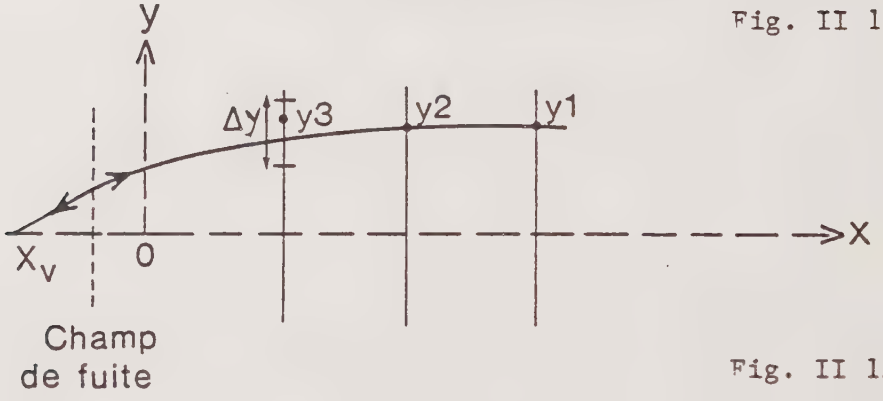


Fig. II 12

connue de la trace en xoy ; dans la vue xoz on prend la direction de la cible . On exige alors au moins 2 coordonnées supplémentaires sur 3, pour 2 modules, 1 coordonnée au moins pour le 3ème.

Prenant pour les directions une approximation parabolique passant par ces 3 points, on redéfinit plus précisément ces points comme en I/1/c/.

b/ Organisation du programme :

α/ Prolongement dans l'aimant des traces obtenues dans le bras de levier : pour les 6 premiers modules (D3 à D8), on a construit des prototraces en utilisant l'information supplémentaire donnée par la courbe du 4ème degré dans l'espace définie en I/1/c/.

β/ Création de prototraces dans ces modules à partir des impacts non utilisés.

γ/ Prolongement de ces traces dans l'aimant en redéfinissant la courbe du 4ème degré en fonction des nouveaux points trouvés par les traces liées au bras de levier. Cette méthode est très rapide, très précise.

Pour les traces non liées au bras de levier on utilise des prédictions par cercle dans la vue xoy et par droites dans la vue xoz.

Pour les modules proches de la cible (dans le champ de fuite de l'aimant) on utilise une extrapolation par courbe du 3ème degré utilisant une approximation du champ magnétique.

Pour chaque nouveau point trouvé, un ajustement du point dans l'espace permet d'éliminer les fils faux et rend alors cette méthode plus précise que celle des composantes principales (ref.8) qui doit utiliser les fils.

Dans ce processus, toutes les traces sont suivies simultanément de module en module (et des prototraces sont créées avec les impacts non utilisés).

Si les prédictions correspondant à deux traces différentes dans un module sont trop proches, le point est abandonné (risque de confusion).

δ/ Toutes les traces étant alors reconstruites, on essaie de récupérer les points perdus éventuels en suivant les traces de la cible vers le bras de levier.

ε/ On essaie de "recoller" les traces cassées car un mauvais point peut avoir fait dévier une prédiction ; mais on garde des tolérances étroites car la cassure peut être physique (désintégration $\pi \longrightarrow \mu\nu$) et on veut avoir 2 traces distinctes dans ce cas.

ξ/ On calcule l'impulsion des traces suivant la méthode développée par Wind (ref.9). Au cours de cet ajustement, on rejette éventuellement le point de χ^2 partiel trop élevé.

On obtient ainsi les paramètres p, λ, φ, y_o, z_o (au dernier point mesuré) et la matrice d'erreur qui sont écrits sur la bande magnétique finale ainsi que le nombre de points utilisés par la trace, la longueur de la trace et la probabilité que la trace soit un muon (calculée en extrapolant la trace dans H3, à partir de la diffusion multiple dans le fer).

3) Recherche du(ou des) vertex d'interaction

Ce programme a été écrit par P. Bonamy à partir de celui de Dufey et Wilson (ref.10). Il regroupe les traces provenant d'un même point (vertex) d'interaction ou de désintégration en assignant chaque trace à un vertex et en ajustant la position de ces vertex.

Il permet les configurations de type vertex principal avec ou sans vertex secondaire neutre (V°). Les désintégrations de particules secondaires chargées ne sont pas considérées.

a/ Recherche des interactions des traces prises 2 à 2

On demande que le point d'intersection soit en amont du 1er point mesuré sur chacune des traces et que la probabilité de χ^2 de l'ajustement de l'intersection soit supérieure à 10^{-6}.

b/ On regroupe les intersections proches en vertex. Une trace peut alors appartenir à plusieurs vertex.

c/ 1ère série de tests sur les vertex :

- Les V chargés en dehors de la zone des cibles sont éliminés.
- Les vertex proches sont regroupés.

d/ Ajustement des vertex : la cible étant en dehors du champ magnétique, les programmmes de la référence 10 ont été réécrits pour assurer le transport de la matrice d'erreur des traces dans un champ inhomogène.

On cherche le point dans l'espace le plus près de toutes les traces d'un vertex. Si la probabilité du χ^2 est supérieure à 10^{-3}, le vertex est considéré comme bon ; sinon on élimine les traces qui ont un χ^2 partiel trop grand.

Pour les traces traversant les cadres des chambres D14 et D15, on augmente les erreurs de mesure pour tenir compte de la diffusion multiple.

e/ 2ème série de tests :

-Si plusieurs vertex principaux sont possibles, on choisit celui qui a le plus de traces (programme standard) ou celui qui est le plus en amont, ou celui qui contient les 2μ suivant la physique que l'on cherche (voir par exemple chap.VI : durée de vie du B).

-Tests sur les V° :

Les V° en amont du vertex principal sont éliminés,

Un test sur l'angle entre l'impulsion du V° et le vecteur joignant le vertex du V° au vertex principal élimine les mauvais candidats.

Un test très peu contraignant (± 3 écarts standards) élimine les V° qui ne vérifient pas une des hypothèses : $\gamma \longrightarrow e^+e^-$, $K^\circ \longrightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda^\circ \longrightarrow p\pi^-$, $\bar{\Lambda}^\circ \longrightarrow \bar{p}\pi^+$.

f) Il reste alors des traces qui ne sont rattachées à aucun vertex (extra-traces) ; on essaie de les rattacher au vertex principal en multipliant leur matrice d'erreur par 6 (elles seront alors traitées à part dans l'analyse) ou d'en faire des V° ; si les χ^2 sont trop grands, elles restent extra-traces.

g) Dans la production la plus récente (qui est utilisée pour la plus grande partie de l'analyse qui va suivre), les paramètres des traces sont réajustés pour passer par les vertex.

On rajoute ainsi un point bien placé et très précis : par exemple la résolution sur la masse du $\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ diminue alors de σ = 45 MeV/c² à σ = 32 MeV/c ² ! Mais on risque de détruire la résolution pour une particule se désintégrant très près du vertex principal (voir par exemple chap.VI).

Le programme complet permet une sélection supplémentaire des événements (un facteur 10 environ sur les sorties du filtre). Il a une bonne efficacité de reconstruction (de l'ordre de 80% par trace) mais demande 1 seconde (CDC 7600) de traitement par événement.

Les résultats sont remarquables: par exemple à partir des points bruts (fig.II 13), le programme a reconstruit (fig.II 14) neuf traces chargées (dont 2 muons) et un V° malgré le faible nombre de points de mesure (16 maximum), mais il a utilisé les 4 vues alors qu'une seule est représentée ici.

Le programme complet de reconstruction utilisait la gestion dynamique de mémoire ZBOOK (réf.11) et nécessitait 7 "overlays" chargés à partir de la mémoire "lente" (LCM) du calculateur CDC 7600.

II) Organisation des programmes de dépouillement de données

A côté du traitement des événements expérimentaux, de nombreuses simulations de l'appareillage ont été effectuées dans des conditions physiques variées, pour pouvoir calculer acceptances et efficacités. Le programme de base utilisé pour les simulations est le programme GEANT (réf.12). Je l'ai développé en collaboration successive avec Maris Abolins, Ben Brabson et Bolek Pietrzyk.

1) Bandes magnétiques

Trois formats de bandes magnétiques (ou fichiers) ont été utilisés dans notre expérience :

a/ le format [E] pour les bandes expérimentales telles qu'elles sont écrites par le calculateur d'acquisition PDP11-45 en mots de 16 bits : on y trouve les informations brutes des chambres, hodoscopes, Cerenkov...

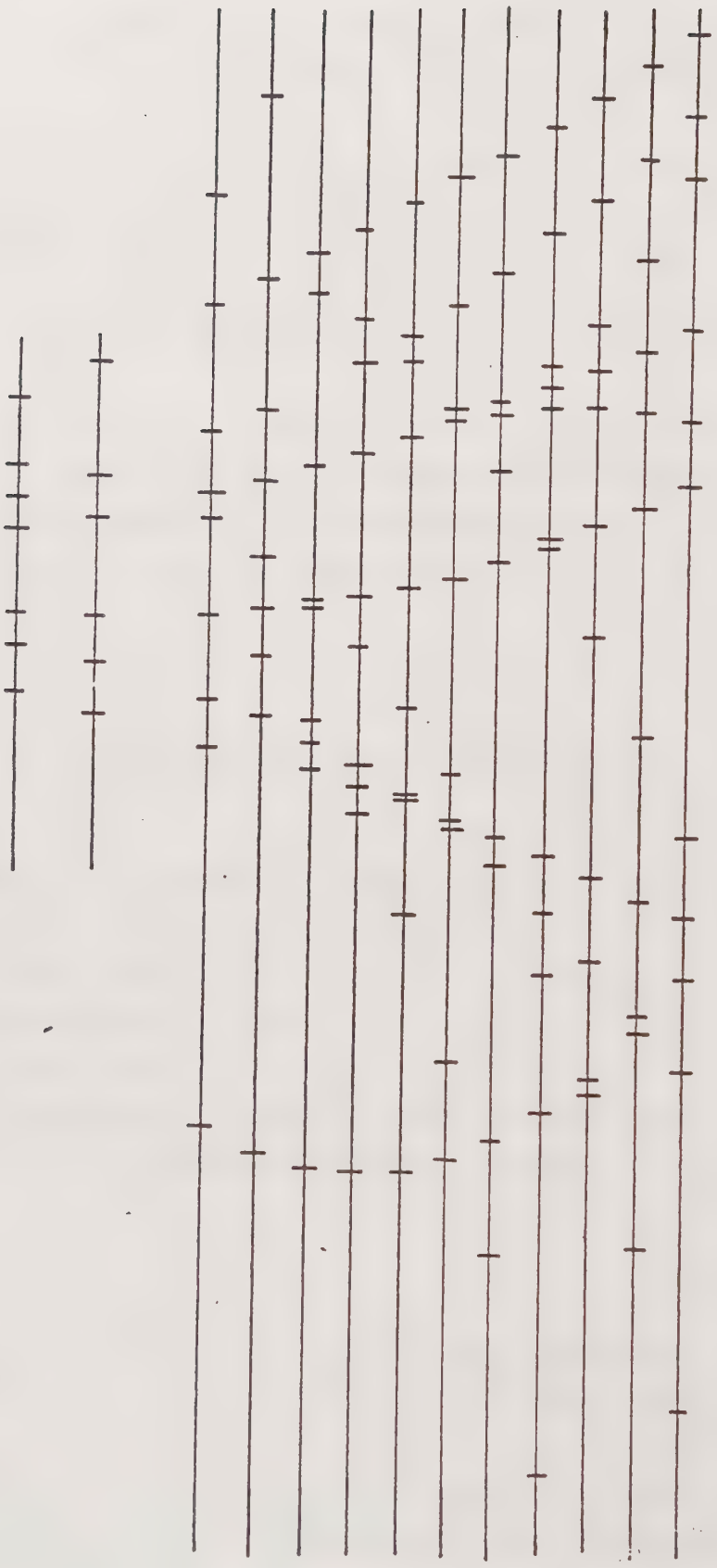


Fig. II 13

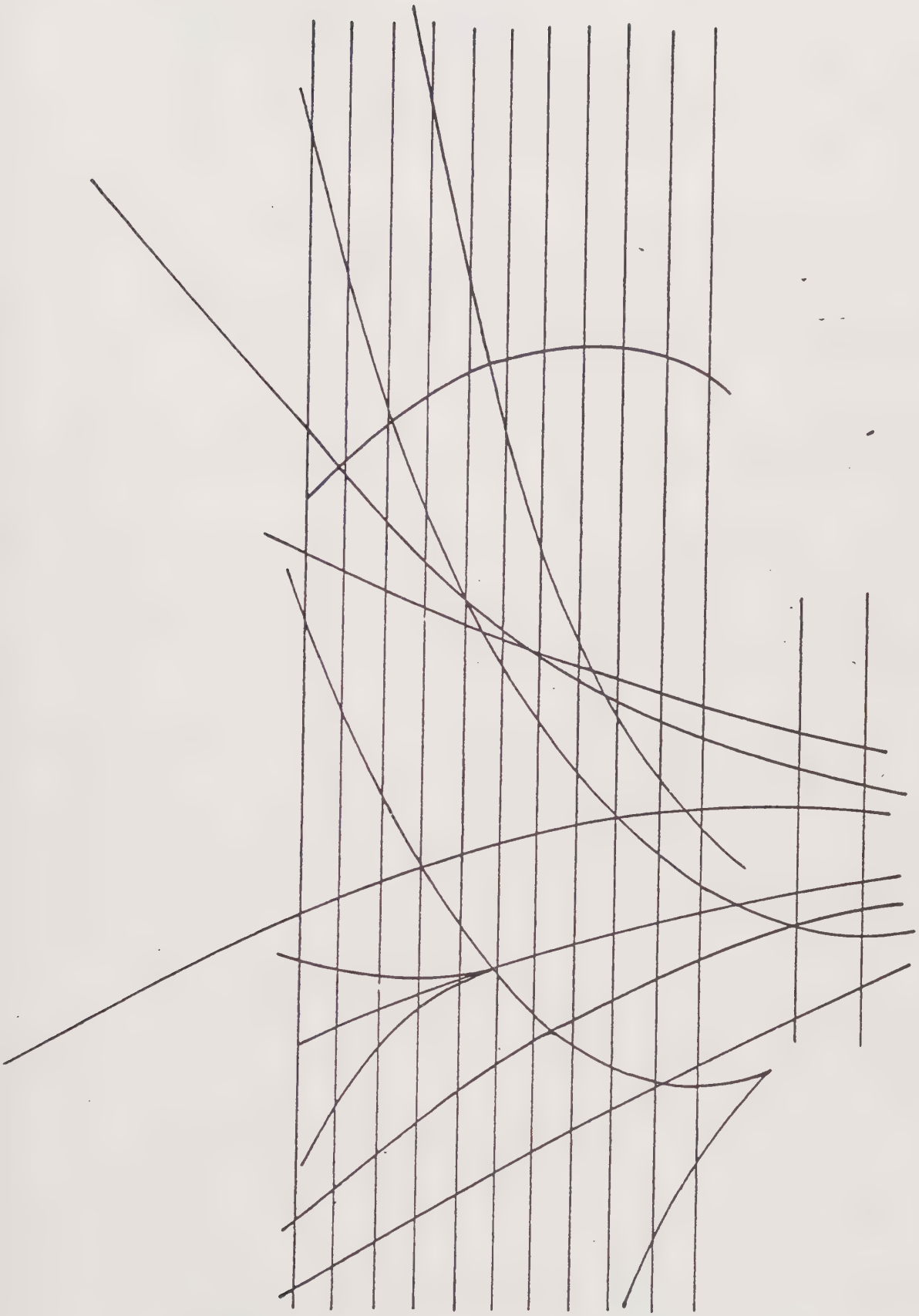


Fig. II 14

b/ le format [M] pour les bandes de simulation contenant les mêmes données brutes, mais pour chaque donnée on connait en plus le numéro de la trace qui l'a produite et la position exacte de l'impact (format du programme GEANT, ref.12).

c/ le format [R] où les traces sont reconstruites : il contient les paramètres des traces avec leurs matrices d'erreur, le ou les vertex d'interaction et éventuellement les probabilités données pour le programme Cerenkov.

2) Utilisation : Le synoptique des programmes de dépouillement de données est indiqué dans la figure II 15.

a/ Données expérimentales : la chaine de programmes est indiquée en trait double sur l'organigramme. Pour la recherche des $\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ et des hautes masses $\mu\mu$, le traitement est effectué en 2 passages successifs :

-On filtre d'abord les événements bruts suivant la chaine 1 : on cherche uniquement à retrouver les muons dans le bras de levier (programme GLAMU), on calcule grossièrement la masse $\mu^+\mu^-$ et on ne réécrit sur bande que les événements sélectionnés par une masse $\mu^+\mu^-$ supérieure à 2,5 GeV/c^2.

- Dans le 2ème passage, (chaine 2), on lit cette bande (sélection) on recherche toutes les traces possibles dans le bras de levier en privilégiant les μ (programme GLA2), puis on reconstruit les traces dans l'ensemble du spectromètre, on calcule leurs paramètres et on recherche le point d'interaction. On écrit alors une bande de sortie (R) contenant ces informations.

- Cette bande de sortie va d'abord être utilisée pour calculer les constantes nécessaires au programme Cerenkov puis être traitée par ce programme pour donner la bande finale qui sera utilisée pour l'analyse.

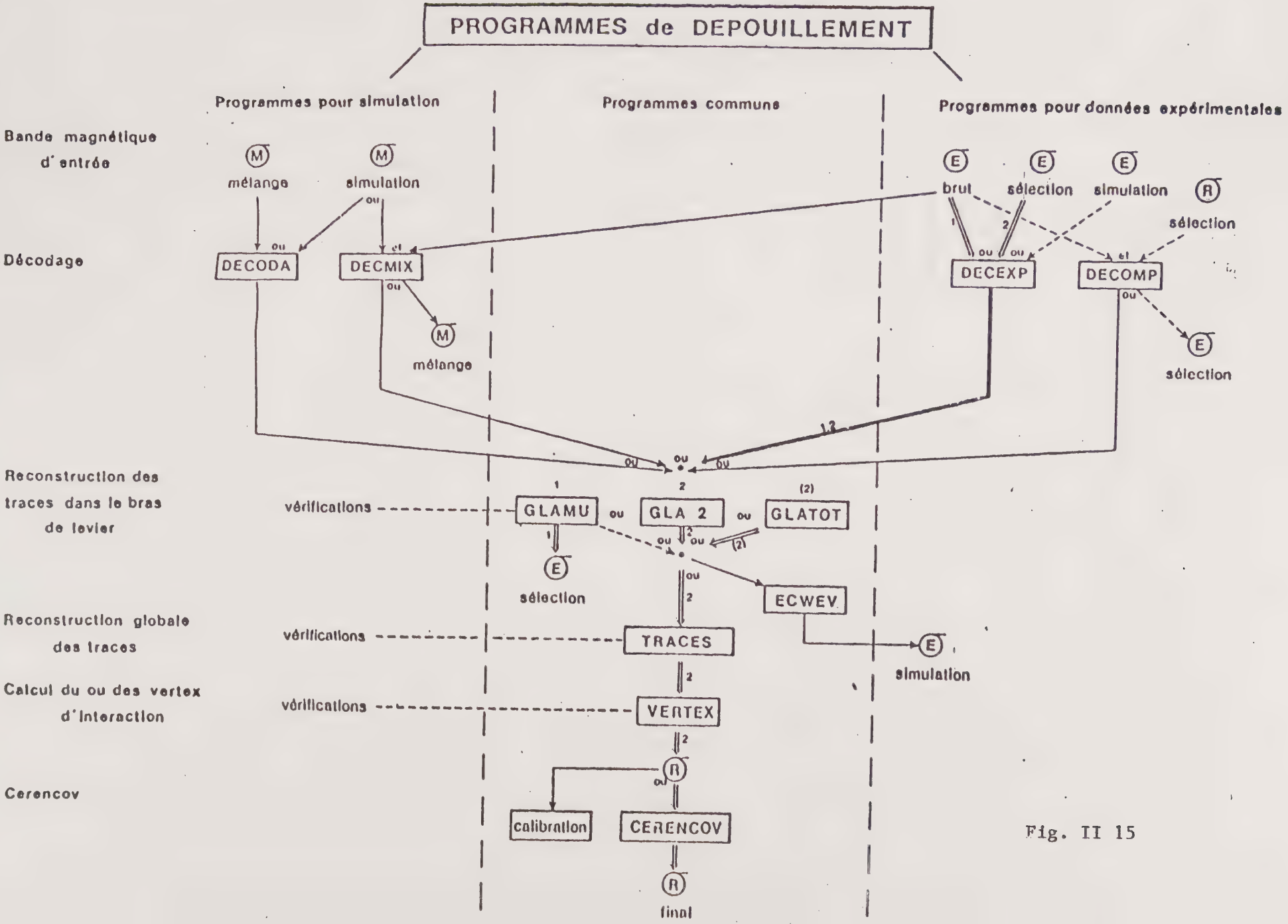

PROGRAMMES de DEPOUILLEMENT
Programmes pour simulation
Programmes commune
Programmes pour données expérimentales
Bande magnétique d'entrée
Décodage
Reconstruction des traces dans le bras de levier
Reconstruction globale des traces
Calcul du ou des vertex d'interaction
Cerencov
mélange
simulation
brut
sélection
simulation
sélection
DECODA
DECMIX
DECEXP
DECOMP
mélange
sélection
vérifications
GLAMU
GLA 2
GLATOT
sélection
ECWEV
simulation
vérifications
TRACES
vérifications
VERTEX
calibration
CERENCOV
final

Fig. II 15

Pour les bandes expérimentales correspondant à des déclenchements simples ("DIF") sur les interactions (sans μ), seule la chaine 2 est utilisée et le programme GLA2 est remplacé par GLATOT qui traite toutes les traces du bras de levier de façon équivalente.

b/ Données simulées : la même chaine de programme est utilisée mais dans chaque partie, des sous-programmes supplémentaires (vérifiant l'exactitude des reconstructions des traces qui sont alors connues) ont permis la mise au point et l'optimisation des efficacités. La bande R de sortie contient alors en plus pour chaque trace, le numéro de la trace de la simulation qui a contribué à plus de 50% de ses points.

3) Nouveautés : la chaine de programmes qui vient d'être décrite est classique dans les expériences de physique des particules. Nous avons ajouté quelques possibilités supplémentaires pour faciliter l'emploi et améliorer les performances du programme.

a) la réécriture, à la fin de la chaine, des événements initiaux sélectionnés en format E. Ceci a permis de faire très facilement de nouveaux traitements dans des conditions différentes pour les événements intéressants et de les relire sur PDP 11-45. Une sélection supplémentaire est encore possible avec le programme DECOMP.

b) la possibilité de rendre plus véridique les simulations par exemple $\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ en y ajoutant les traces et les parasites venant d'un événement expérimental quelconque (programme DECMIX) ; l'inefficacité des plans de fils est alors appliquée uniquement aux traces de simulation ; on tient compte du recouvrement éventuel des impacts superposés en redéfinissant un seul impact correspondant à la superposition, et indexé par $2^n + 2^m$ (n étant le numéro de la trace simulation et m un numéro commun à toutes les données expérimentales) pour pouvoir vérifier alors l'exactitude des reconstructions.

Avant d'effectuer la simulation, un premier dépouillement de la bande expérimentale était fait (avec la chaine "DIF") pour obtenir la position exacte du vertex d'interaction pour chaque événement. Le ψ de la simulation (par exemple) était alors créé à cette position. Cela permet un test très précis du programme de recherche du vertex. On obtient ainsi ce qui sera appelé dans la suite une simulation-mélange.

c) Un sous-programme spécial (ECWEV) permettant d' encoder en format expérimental (E) des données de simulation permettait d'utiliser des données simulées sur le calculateur d'acquisition. Ceci a été très utile au début de l'expérience pour mettre au point le processeur cablé qui effectuait alors la reconnaissance de points dans le bras de levier ; un bloc supplémentaire d'information contenant les résultats du même algorithme calculé par la CDC 7600 était ajouté et permettait de comparer sur place les résultats.

Chapitre III

ANALYSE

L'analyse des bandes magnétiques de sortie du programme de reconstruction de traces et de vertex va permettre de vérifier ses performances à partir du calcul de masse invariante pour des particules connues ($\psi \longrightarrow \mu+\mu-$, $K^\circ \longrightarrow \pi+\pi-$, $\Lambda \longrightarrow p\pi$).

La sélection très importante effectuée tout au long de la chaine de programme a permis de réduire les 40 millions d'événements enregistrés à 70 000 événements contenant une masse $\mu+\mu-$ supérieure à 2,7 GeV/c^2. Ceci permet un traitement rapide des données intéressantes.

Les histogrammes ont été réalisés avec le programme HBOOK (ref.13).

Enfin les comparaisons avec les simulations et surtout les simulations-mélange vont permettre de comprendre les résolutions observées, de définir les ajustements nécessaires et enfin de calculer les efficacités globales.

Nous séparerons l'analyse des performances du programme en quatre parties :

- reconstruction des traces traversant le bras de levier avec pour exemple les μ du ψ.

- reconstruction des autres traces en utilisant les traces associées au ψ ("hadrons").

- reconstruction des vertex secondaires en utilisant les vertex associés au ψ.

- identification des traces par le compteur Cerenkov.

I) Muons:

1/ Définition :

Plusieurs traces d'un même événement pouvant être prolongées jusqu'à une même zone de H3H et H3V touchée, le μ sera défini comme étant la trace ayant la meilleure probabilité μ, calculée à partir de la distance entre l'impact attendu et les centres des lattes touchées, et de la diffusion multiple moyenne (fonction de son impulsion chap.II, $\S$I/2/b/ξ).

2/ Masse invariante :

Calculant pour chaque événement la masse invariante du μ+ et du μ- de meilleure probabilité, on obtient le spectre de la figure III 1 où chaque événement ne peut donc contribuer qu'une seule fois.

On voit un net signal du ψ (3100) et du ψ' (3680). Une étude plus détaillée en sera faite au chapitre IV.

Nous appelerons "événements ψ" les événements ayant une masse $\mu+\mu-$ comprise entre 2,95 et 3,25 GeV/c^2 et nous utiliserons dans la suite de ce paragraphe les muons ainsi définis.

3/ Caractéristiques des μ :

Le nombre de points utilisés par trace μ est indiqué sur la figure III 2. On attend qu'en général les 16 chambres soient touchées, mais les μ émis à grand angle peuvent passer en dehors des zones sensibles des petites chambres (D14, D15). Les autres points manquants peuvent provenir de confusions avec d'autres traces (chap. II $\S$I/2/b/γ/) ou d' inefficacités.

Le spectre d'impulsion des μ est indiqué figure III 3. L'impulsion élevée est due à la masse élevée du ψ et à la coupure supplémentaire des basses impulsions par l'acceptance géométrique de l'appareillage (un μ trop dévié par le champ magnétique ne peut atteindre H3).

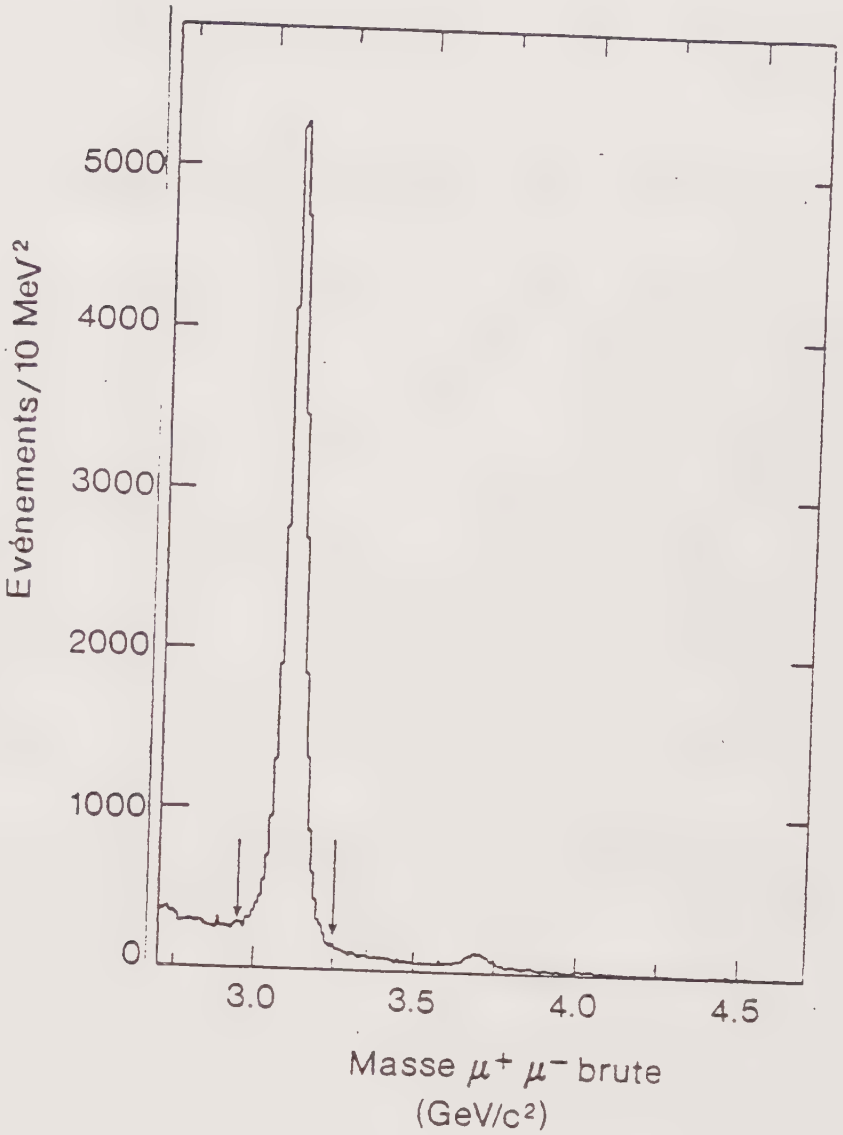

Evénements/10 MeV²
5000
4000
3000
2000
1000
0
3.0
3.5
4.0
4.5
Masse μ⁺ μ⁻ brute
(GeV/c²)

Fig. III 1

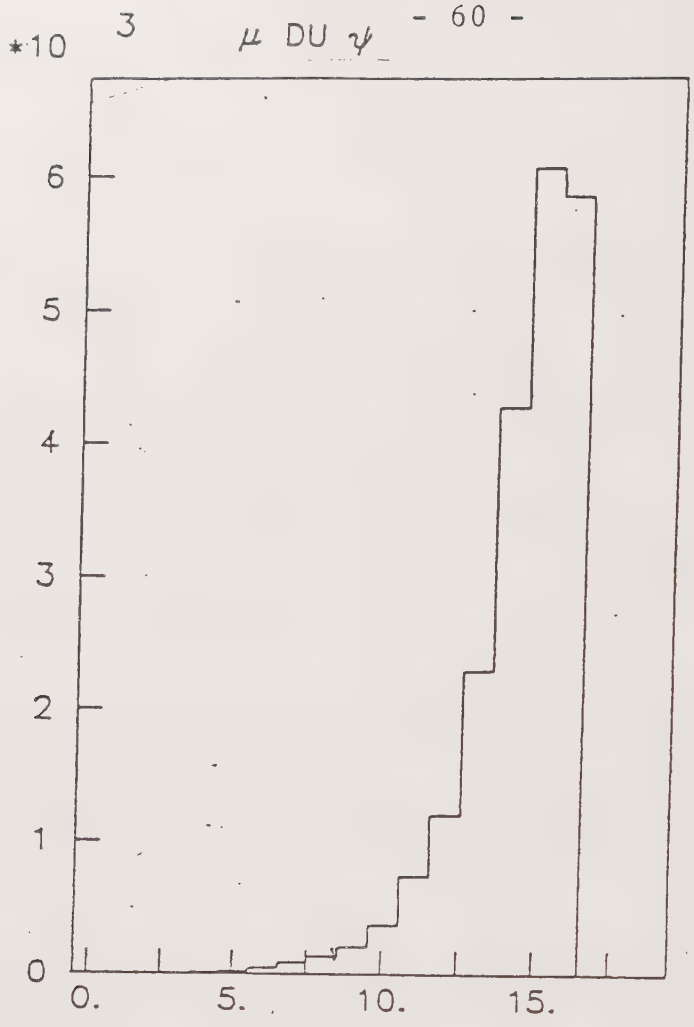


Fig. III 2

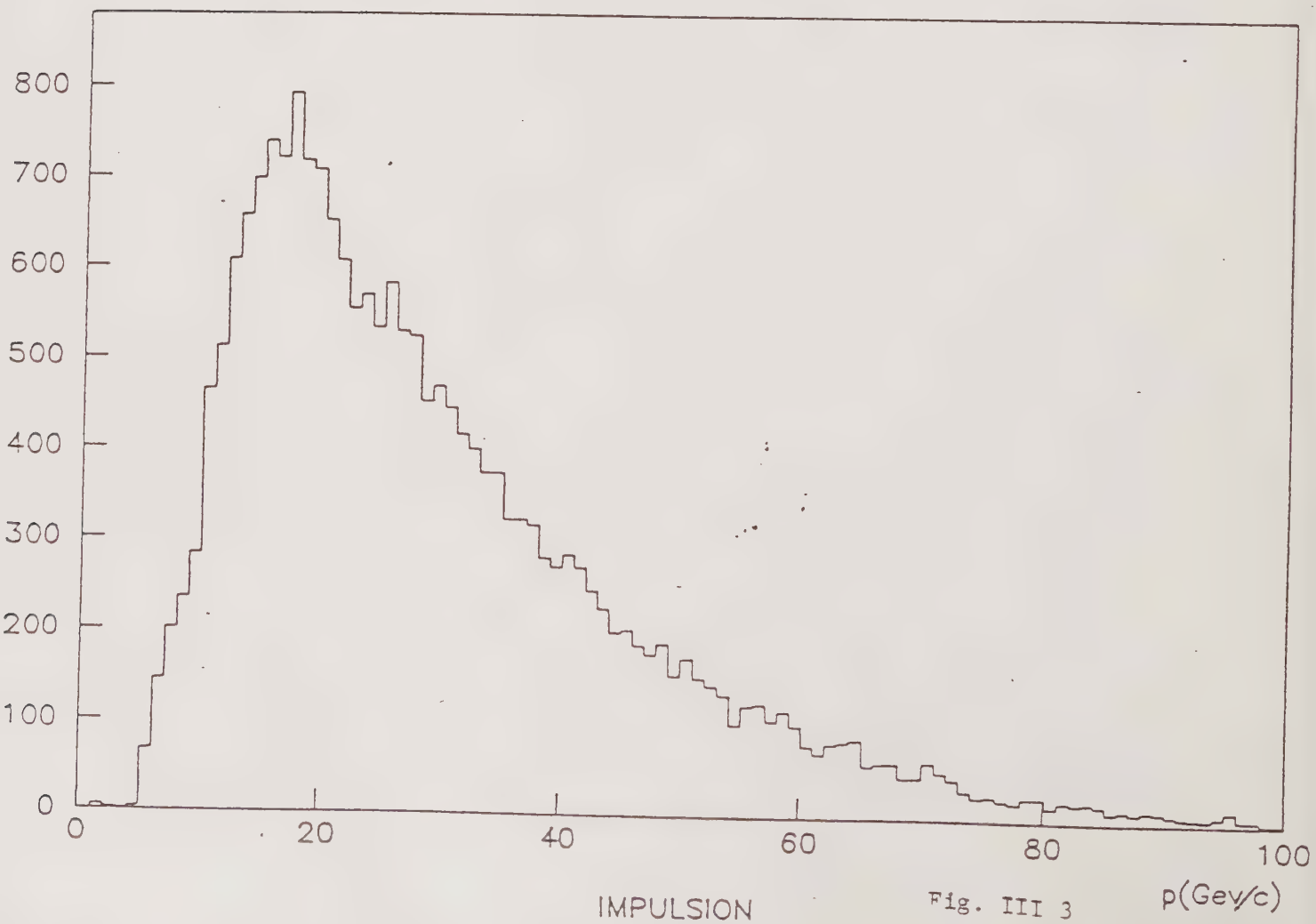


Fig. III 3

Enfin l'histogramme de probabilité μ (fig.III 4) montre la faible contamination du signal (visible au dessous de 10% de probabilité) ; la coupure pour définir un μ est à 10^{-3} de façon standard.

4) Résolutions données par le programme de reconstruction:

L'erreur sur l'impulsion (fig.III 5) augmente avec l'impulsion comme attendu ; la projection montre la bonne résolution moyenne obtenue. Sur la figure III 6 on voit la nette augmentation de l'erreur sur l'angle λ (par rapport à l'axe oz) en fonction de λ pour les traces passant hors de la zone sensible des petites chambres D14, D15 et traversant leurs cadres. Ces chambres situées juste derrière les cibles et ayant un pas de fil très fin (1mm) sont très utiles et donnent une bonne mesure pour la plupart des traces, comme indiqué sur la projection du diagramme.

L'absence de traces autour de $\lambda = 0$ est due au déclenchement de l'expérience (chap.I).

On a aussi une bonne résolution (fig.III 7) sur l'angle φ (dans le plan xoy) où on voit la très faible contamination des fils verticaux passant près du faisceau ($\Delta\varphi$ grand à $\varphi \simeq 0$).

5/ Comparaisons des résolutions :

Tous ces effets, difficiles à paramétriser, sont automatiquement inclus par le traitement des simulations et bien mieux des simulations-mélange (chap.II, §II).

Une bonne vérification globale est donnée par la mesure de la résolution sur la masse du ψ. Expérimentalement (fig.III 1), on mesure $\sigma = 31,9 \pm 0,1$ MeV/c^2 Les erreurs calculées par le programme de reconstruction, compte tenu des corrélations calculées de même, font attendre $\sigma \simeq 40$ MeV/c^2 ; ces erreurs sont donc légèrement surévaluées.

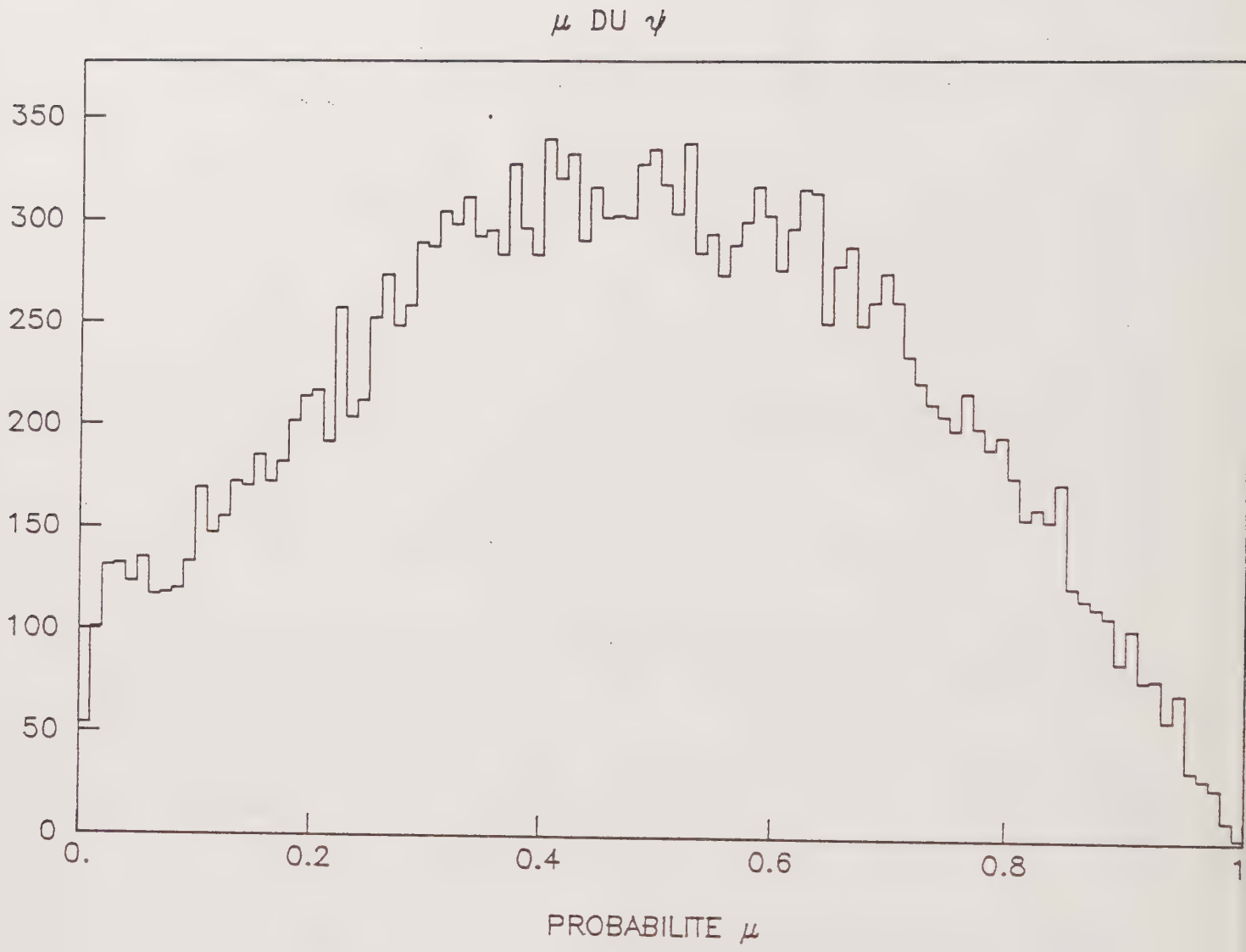
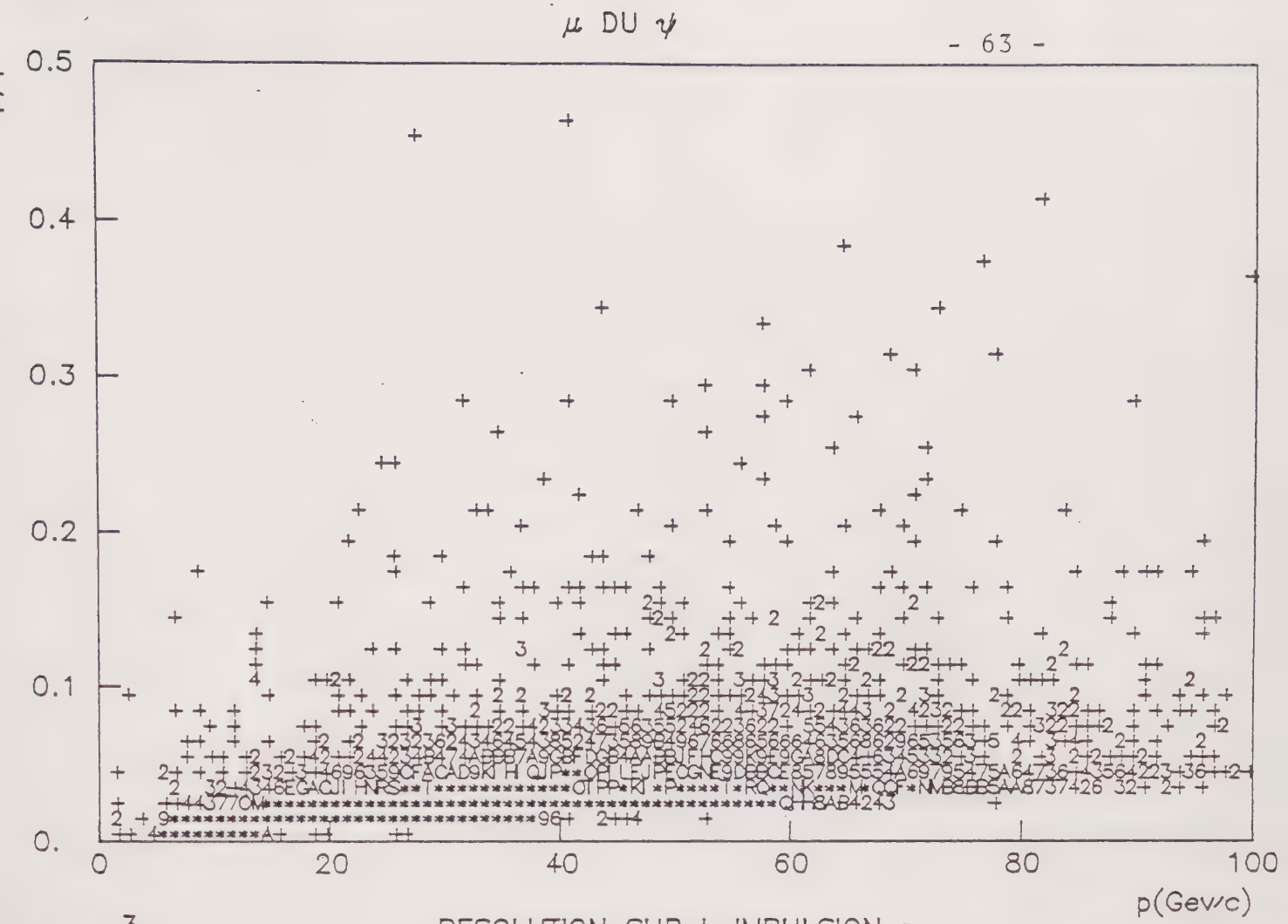


Fig.III 4


μ DU ψ
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.
0
20
40
60
80
100
p(Gev/c)

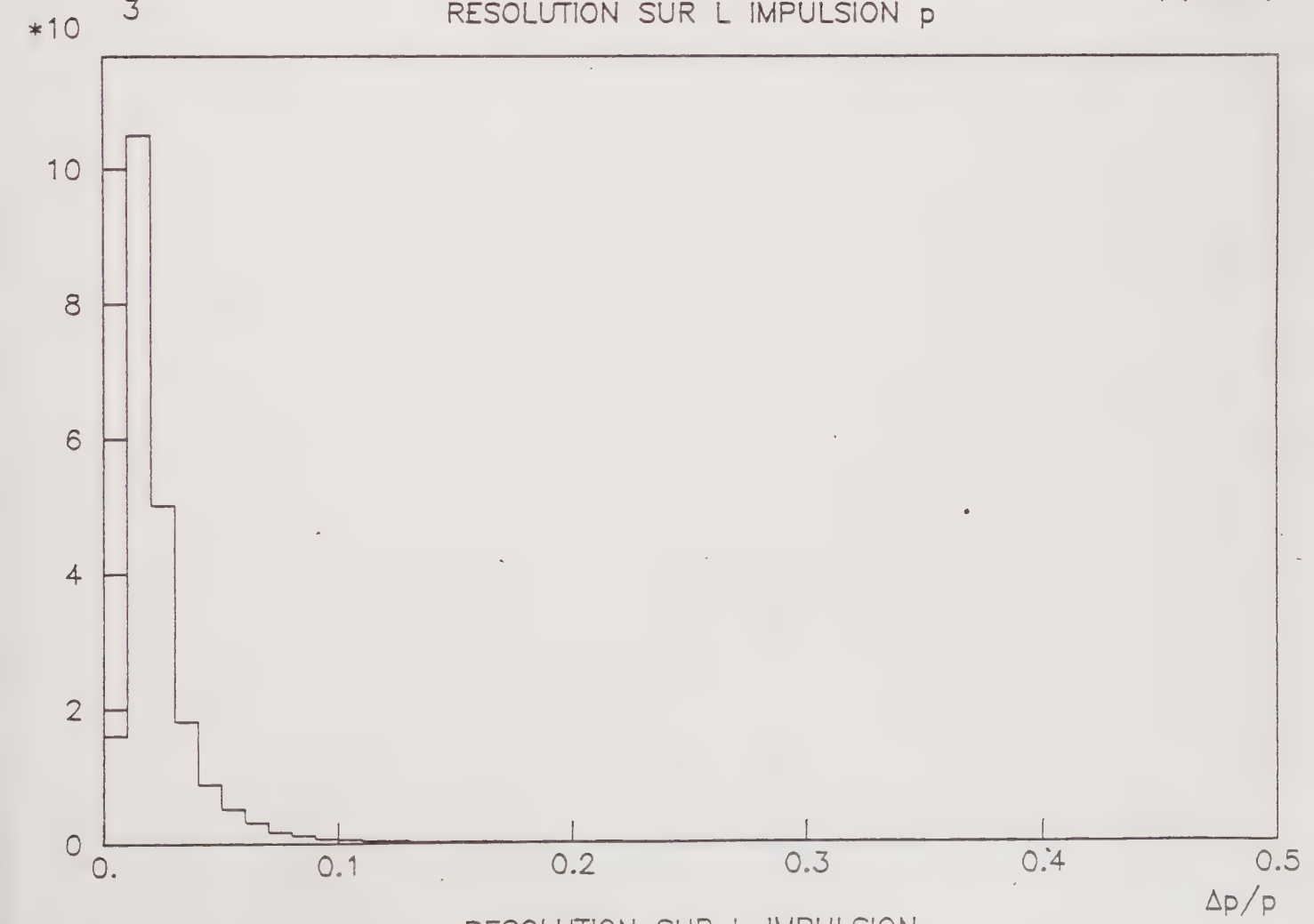
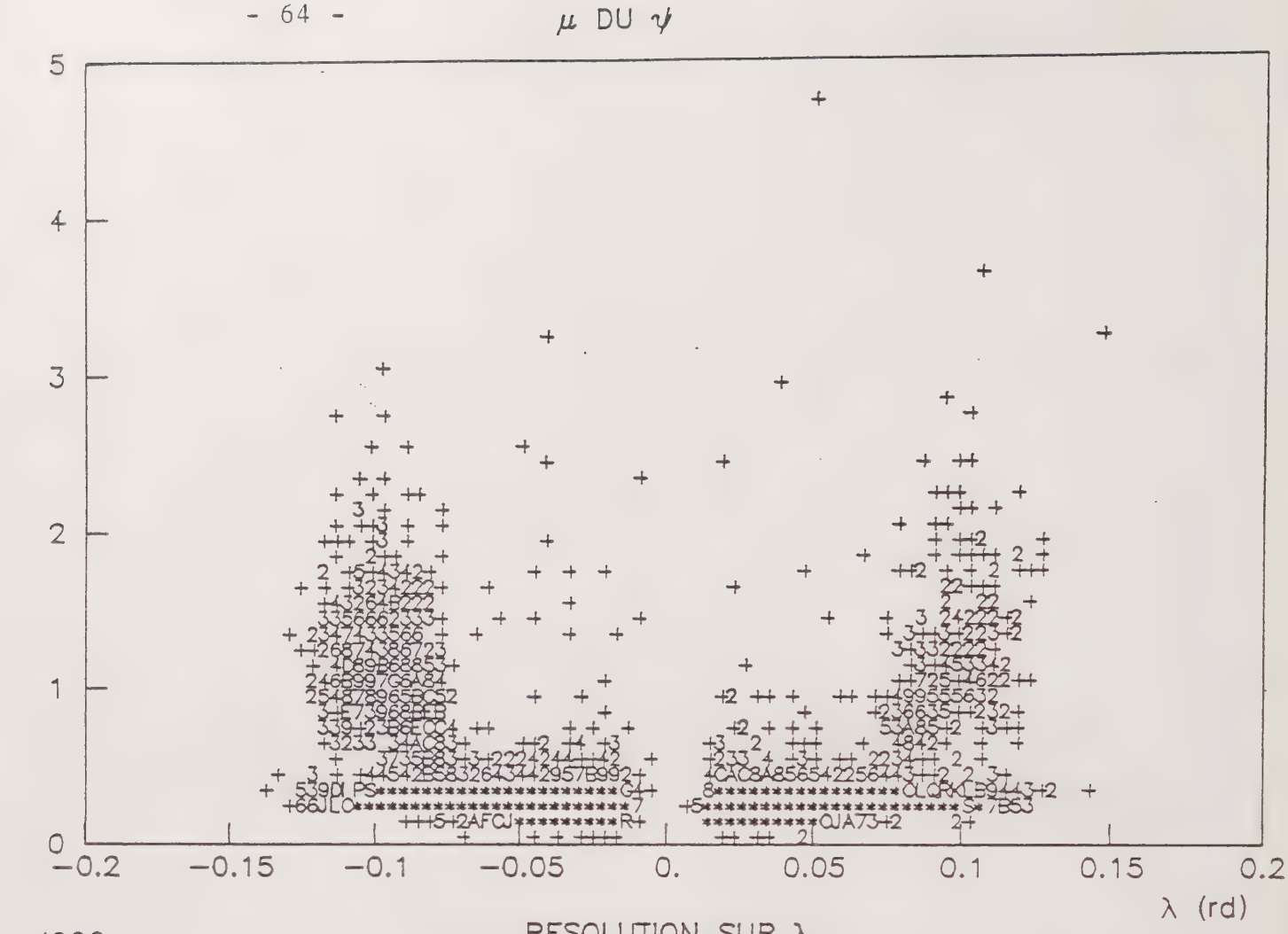
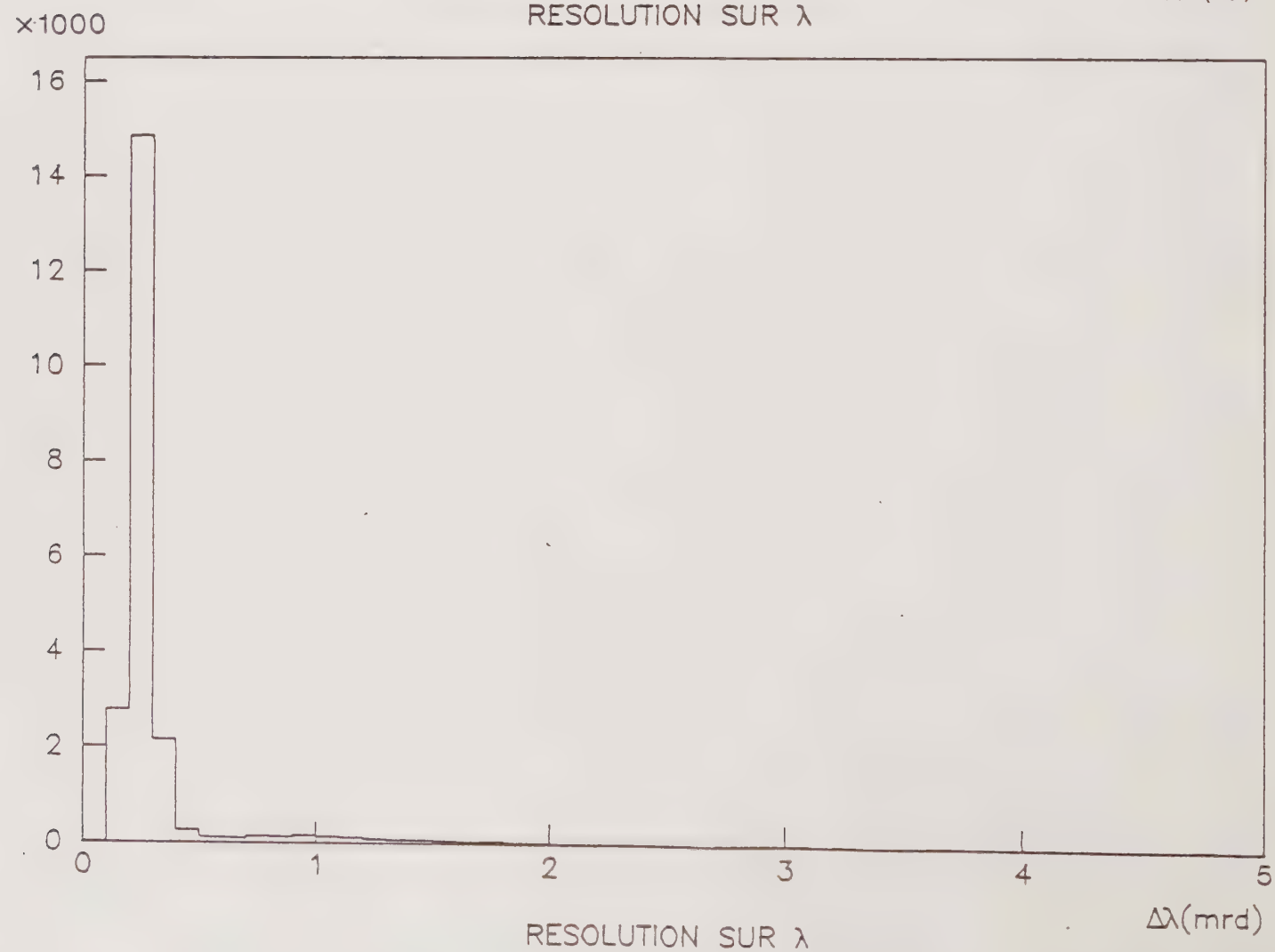

3
*10
RESOLUTION SUR L IMPULSION p
10
8
6
4
2
0
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
Δp/p
RESOLUTION SUR L IMPULSION

Fig. III 5

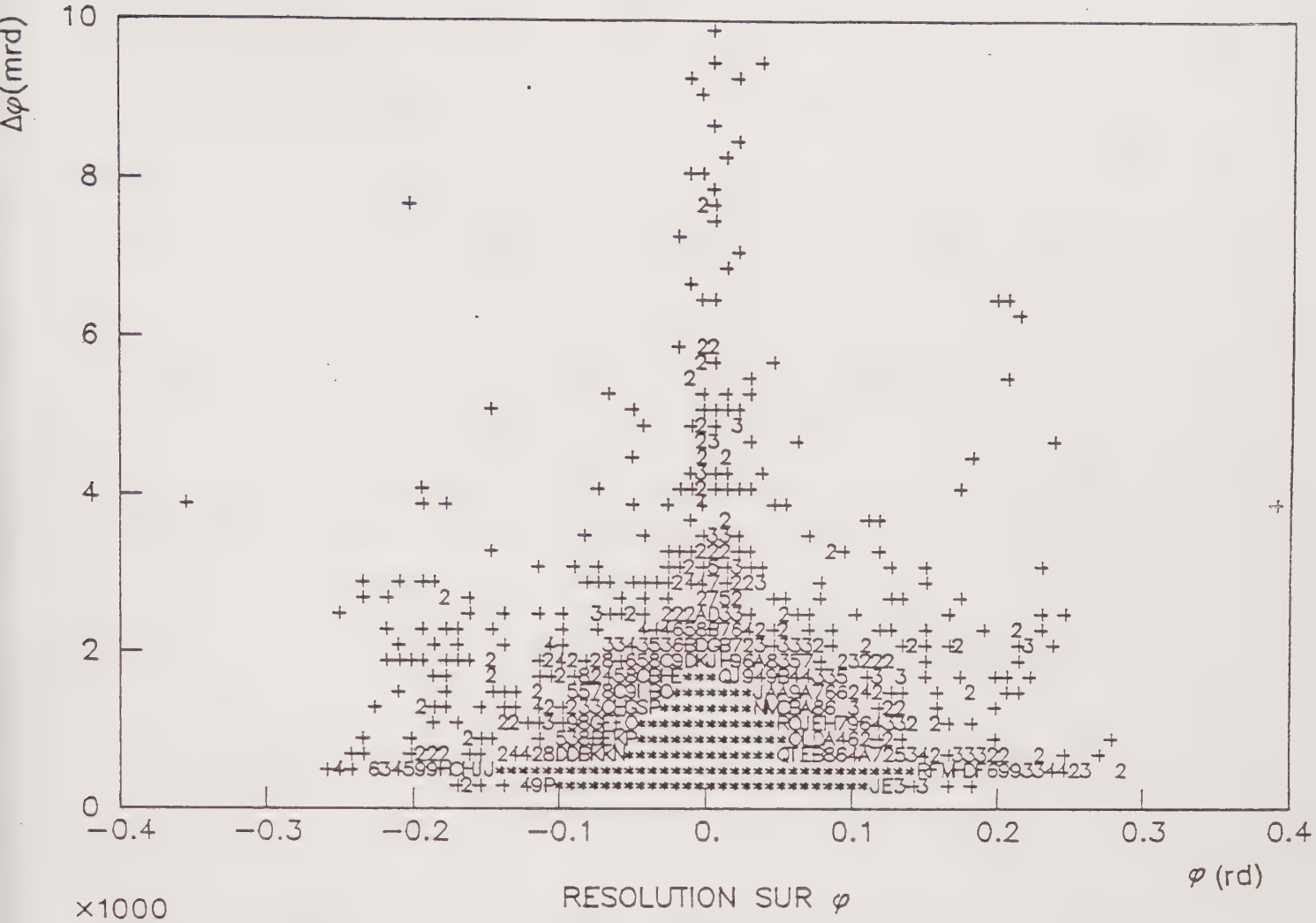


RESOLUTION SUR λ

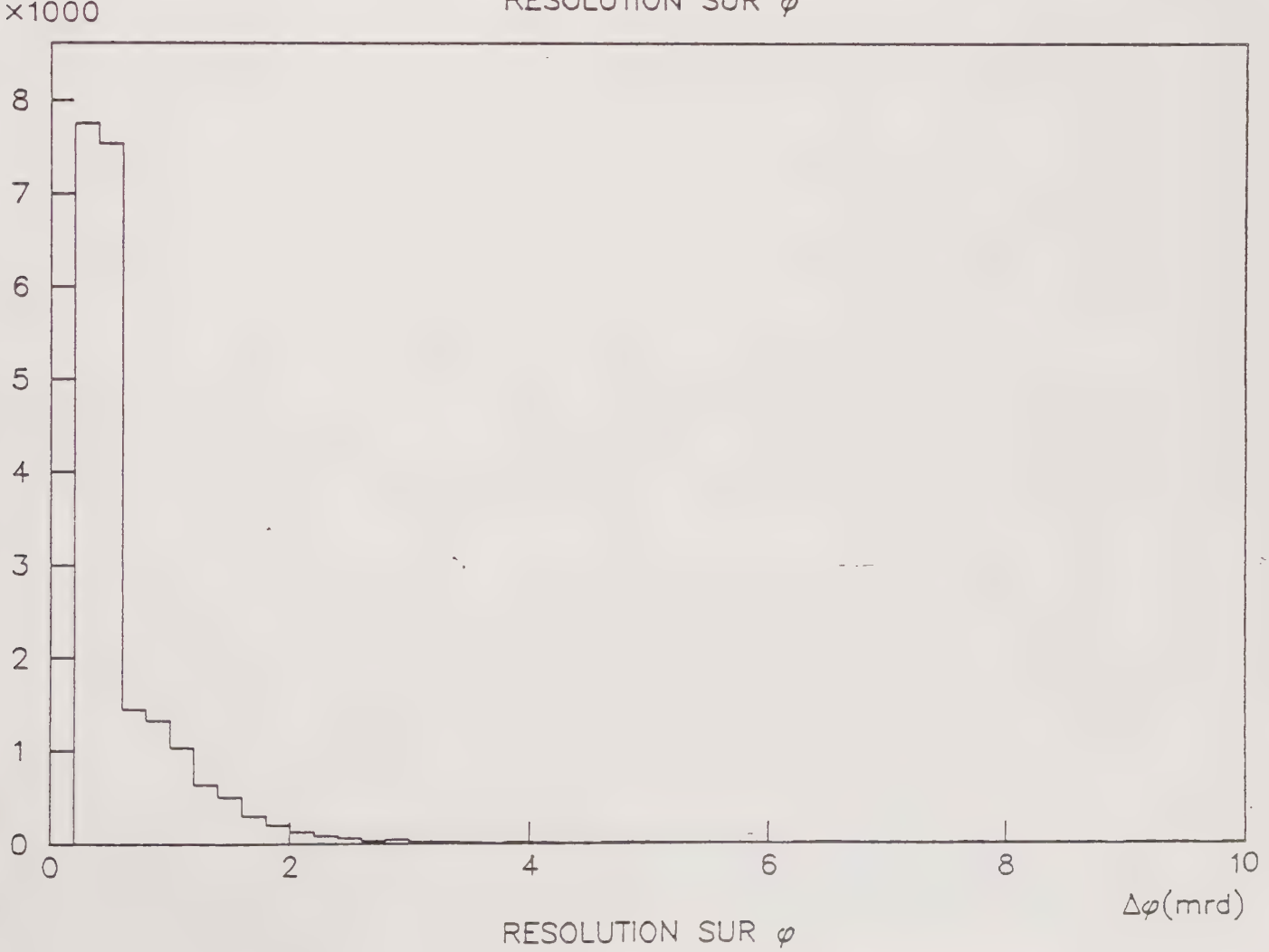


RESOLUTION SUR λ

Fig. III 6



RESOLUTION SUR φ



RESOLUTION SUR φ

Fig. III 7

Une simulation simple d'événements $\psi\pi+\pi+\pi+\pi-\pi-\pi-\pi-$, avec 6% d'inefficacité par plan de chambre donne σ = 23 ± 0,7 MeV/c².

Une simulation-mélange d'un $\psi \longrightarrow \mu+\mu-$ simulé, avec un événement expérimental donne σ = 32,2 ± 0,5 MeV/c².

De plus, on obtient ainsi la même forme de courbe que la forme expérimentale, légèrement différente d'une gaussienne.

On voit ici le bon accord obtenu avec la simulation-mélange qui permet de tester les programmes dans des conditions très réalistes.

6/ Comparaisons des masses :

Les simulations font apparaitre de plus un décalage résiduel sur les masses $\mu+\mu-$ reconstruites : un ψ engendré à 3097 MeV/c² est reconstruit à 3102,8 ± 0,6 MeV/c².

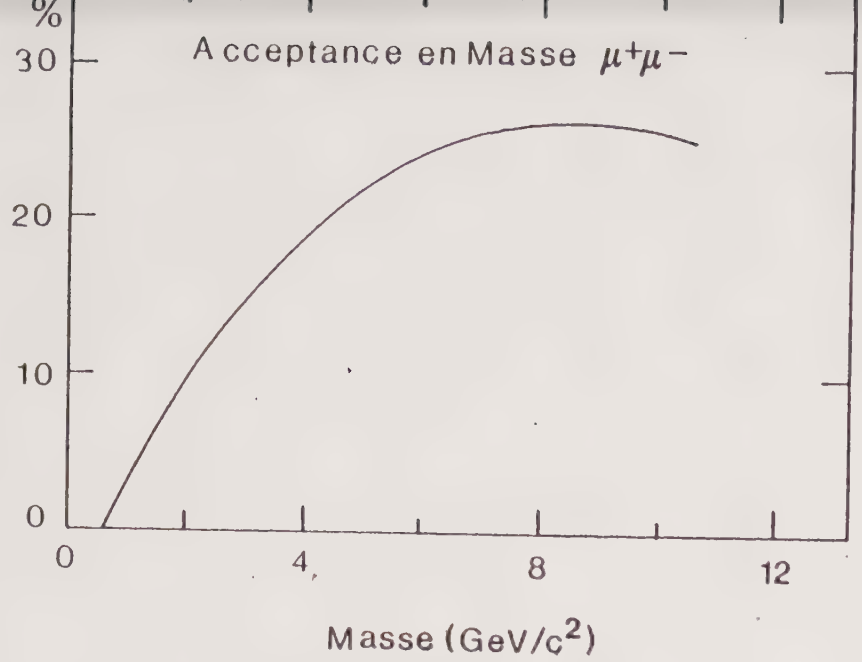
Ce décalage relatif de $2,10^{-3}$ est un effet résiduel dû à la méthode d'ajustement des impulsions (chap.II, I/2/b/ξ/) pour les traces traversant le champ de fuite en allant dans le bras de levier ; il dépend du nombre et de la position des points de mesure de champ ajoutés dans cette région ; une position optimale des points a permis de réduire cet effet à cette valeur dans le programme d'ajustement.

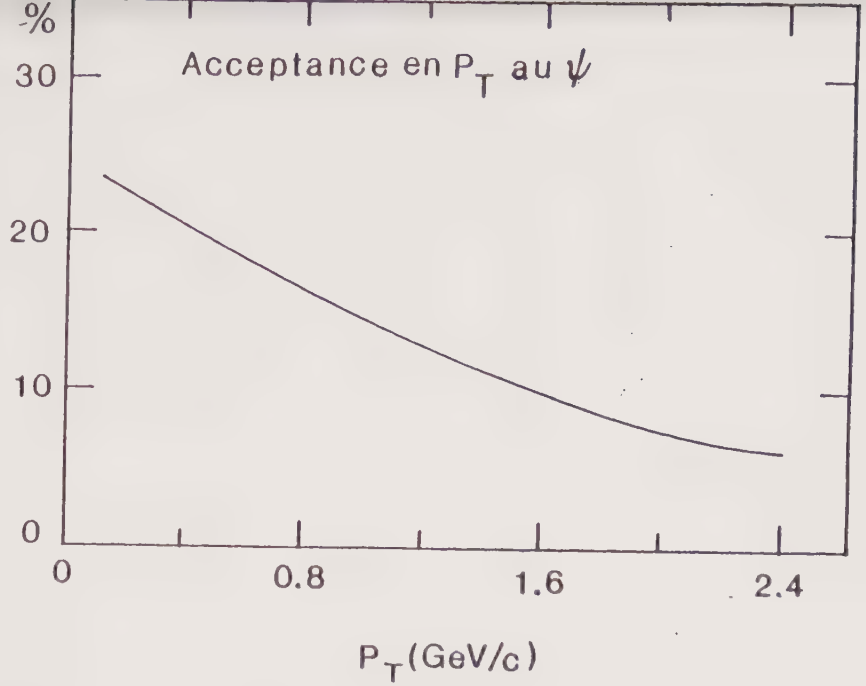
On en conclu que le ψ expérimental mesuré à 3104,2 ± 0,2 MeV/c² correspond à une particule réelle de masse 3098,4 ± 0,8 MeV/c². On obtient de même une évaluation de l'erreur systématique restante, de l'ordre de 2 MeV/c².

7/ Efficacité de reconstruction :

Les simulations permettent de calculer l'efficacité géométrique de détection des μ du ψ, qui varie suivant les modèles de production choisis.

Les acceptances moyennes sont données par la figure III 8 et les résolutions correspondantes figure III 9. ($p_T = \sqrt{p_{y_\psi}^2 + p_{z_\psi}^2}$ et x_F sera défini au chapitre VII).


%
30
20
10
0
Acceptance en Masse $\mu^+\mu^-$
0
4
8
12
Masse (GeV/c^2)


%
30
20
10
0
Acceptance en P_T au ψ
0
0.8
1.6
2.4
P_T(GeV/c)

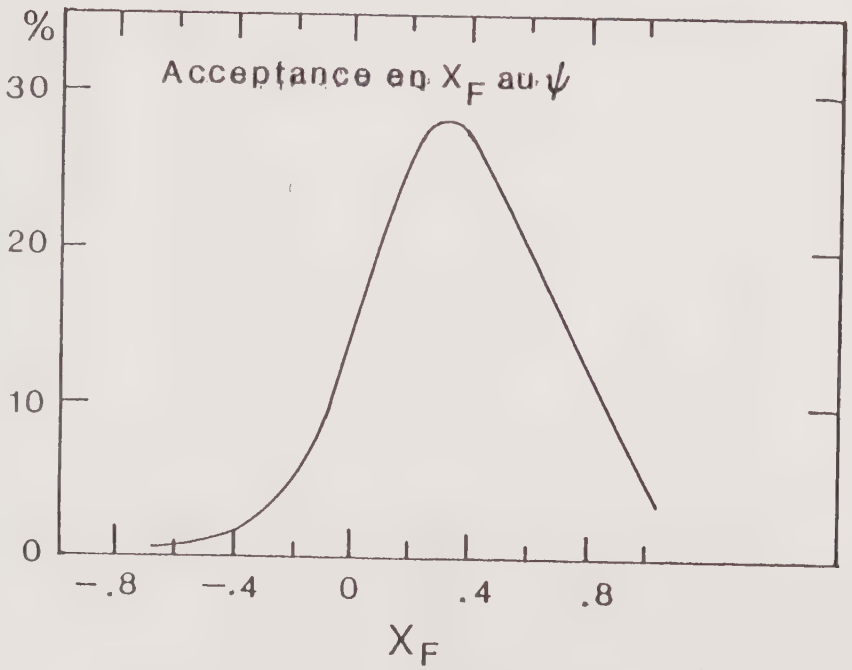
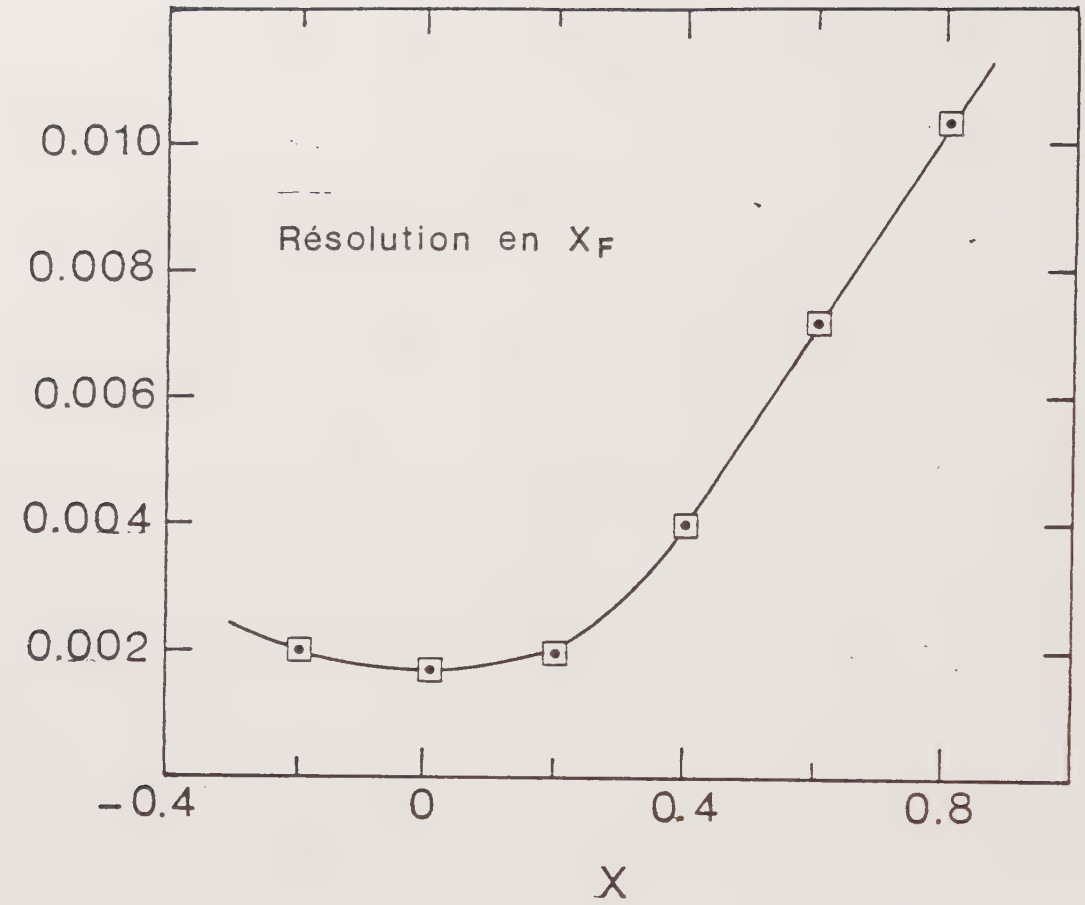

%
30
20
10
0
Acceptance en X_F au ψ
−.8
−.4
0
.4
.8
X_F

Fig. III 8


0.010
0.008
0.006
0.004
0.002
Résolution en X_F
-0.4
0
0.4
0.8
X

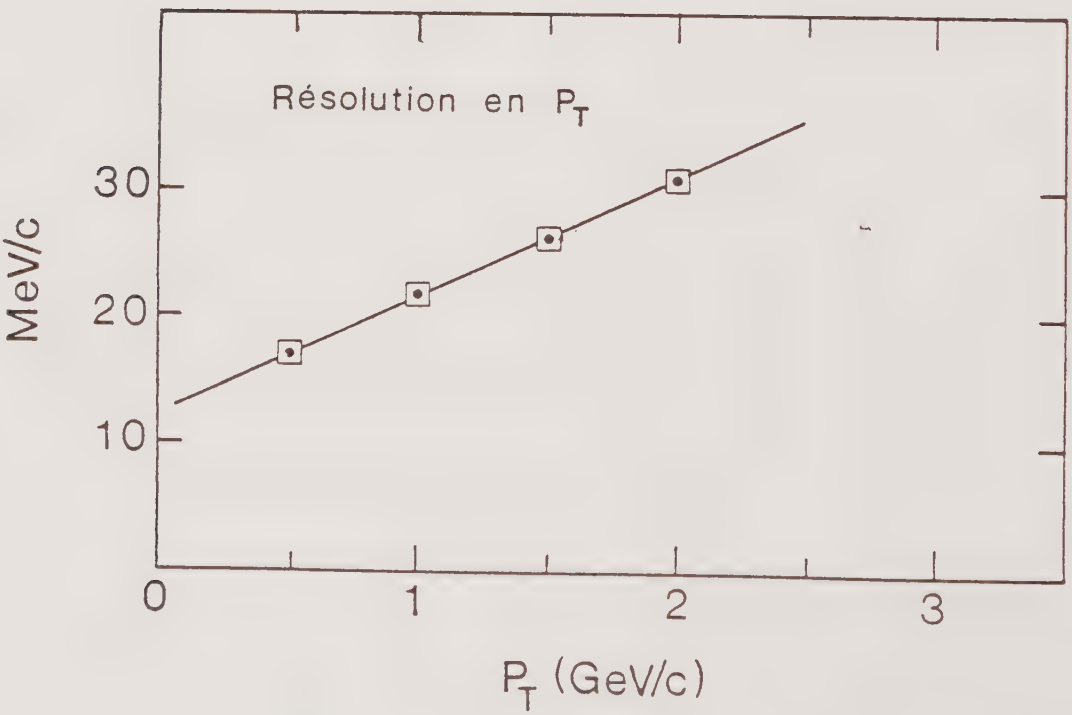

Résolution en P_T
MeV/c
30
20
10
0
1
2
3
P_T (GeV/c)

Fig. III 9

Pour des μ traversant l'appareillage, les simulations-mélange montrent que l'efficacité de reconstruction est pratiquement indépendante du modèle et vaut 64% pour un ψ, soit 80% d'efficacité moyenne par μ.

II) Hadrons:

1/ Définition:

Nous appelons ainsi, et provisoirement, toutes les particules chargées autres que les muons identifiés : ce sont effectivement pour la plupart des hadrons, principalement des pions.

2/ Caractéristiques :

Le nombre de points mesurés par trace (fig.III 10) peut alors être bas (3 minimum) car la particule, émise à grand angle ou avec une faible impulsion peut sortir très vite du détecteur.

L'impulsion moyenne de ces traces (fig.III 11) est en effet beaucoup plus basse que celle des μ du ψ.

3/ Erreurs calculées par le programme :

L'erreur sur l'impulsion (fig.III 12) augmente très rapidement pour les faibles impulsions car le nombre de points de mesure est alors très limité.

L'erreur sur λ (fig.III 13) subit le même effet que le spectre correspondant du μ (zone utile réduite des petites chambres).

Sur le diagramme de la figure III 14, l'erreur sur φ plus élevée pour $\varphi \simeq o$ correspond à des traces passant dans les zones insensibles des chambres proportionnelles, où passe le faisceau (chap.I, $\oint$III).

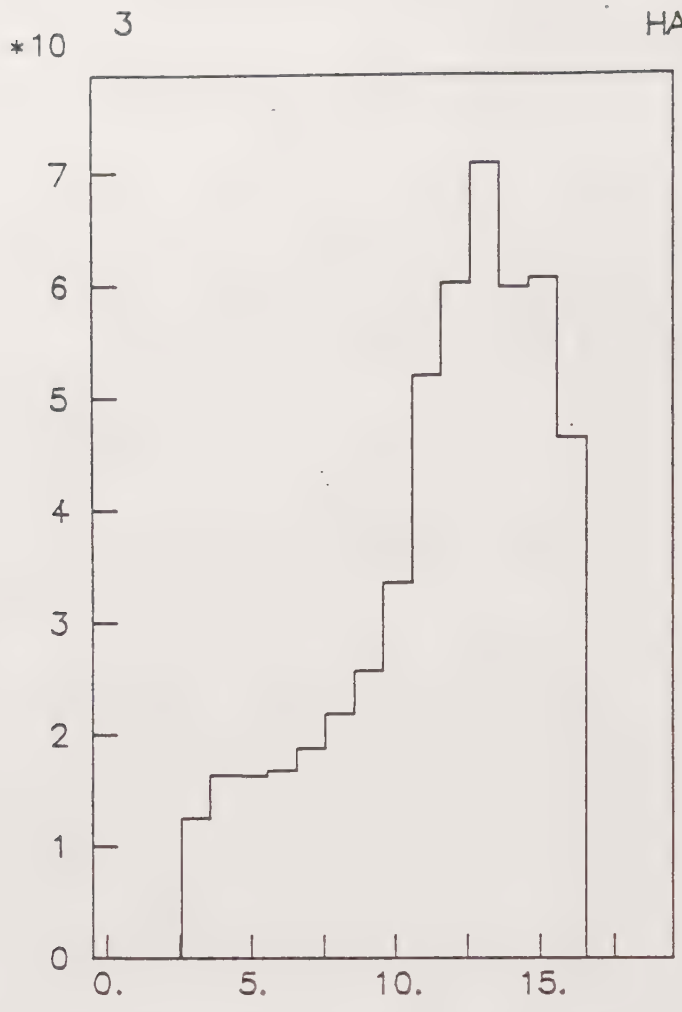


Fig. III 10

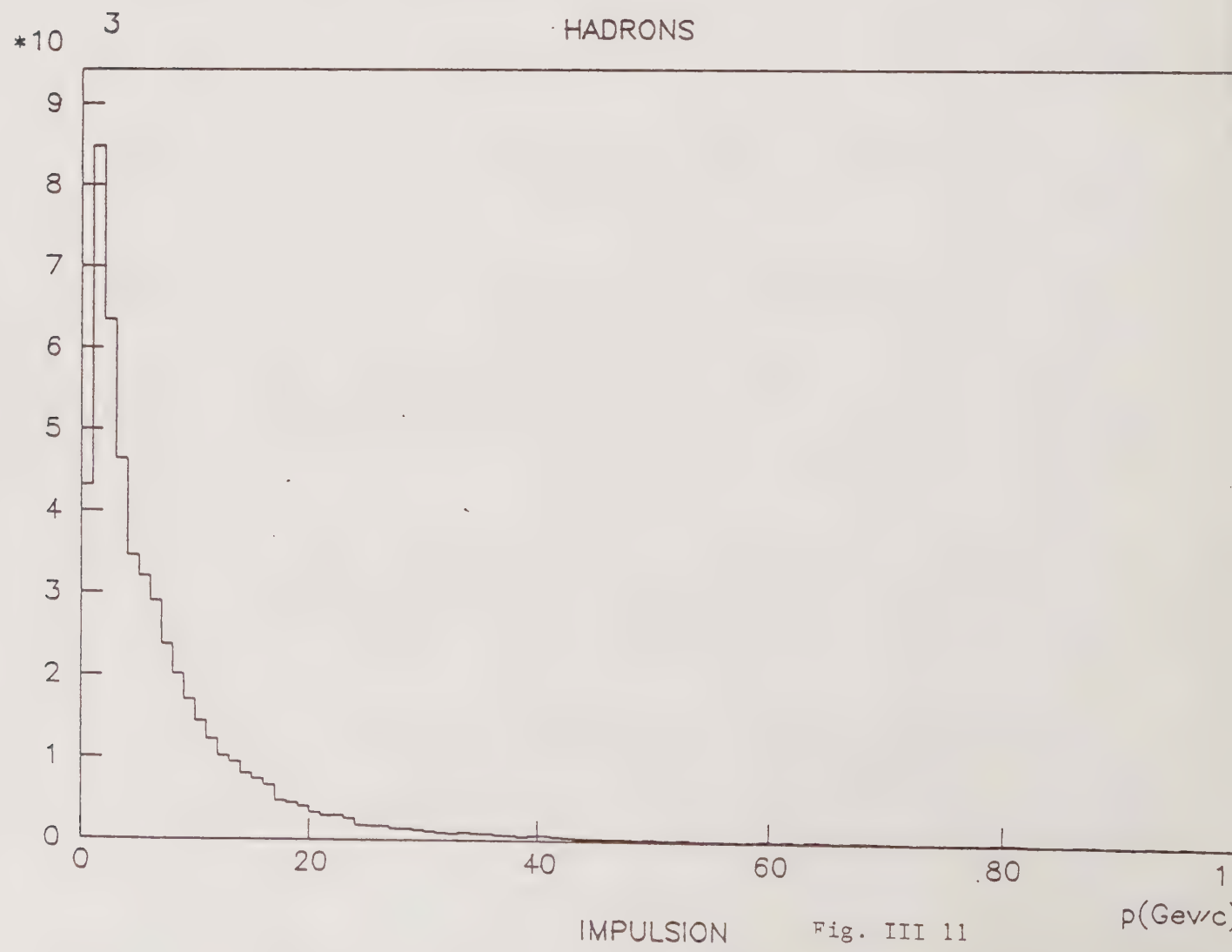
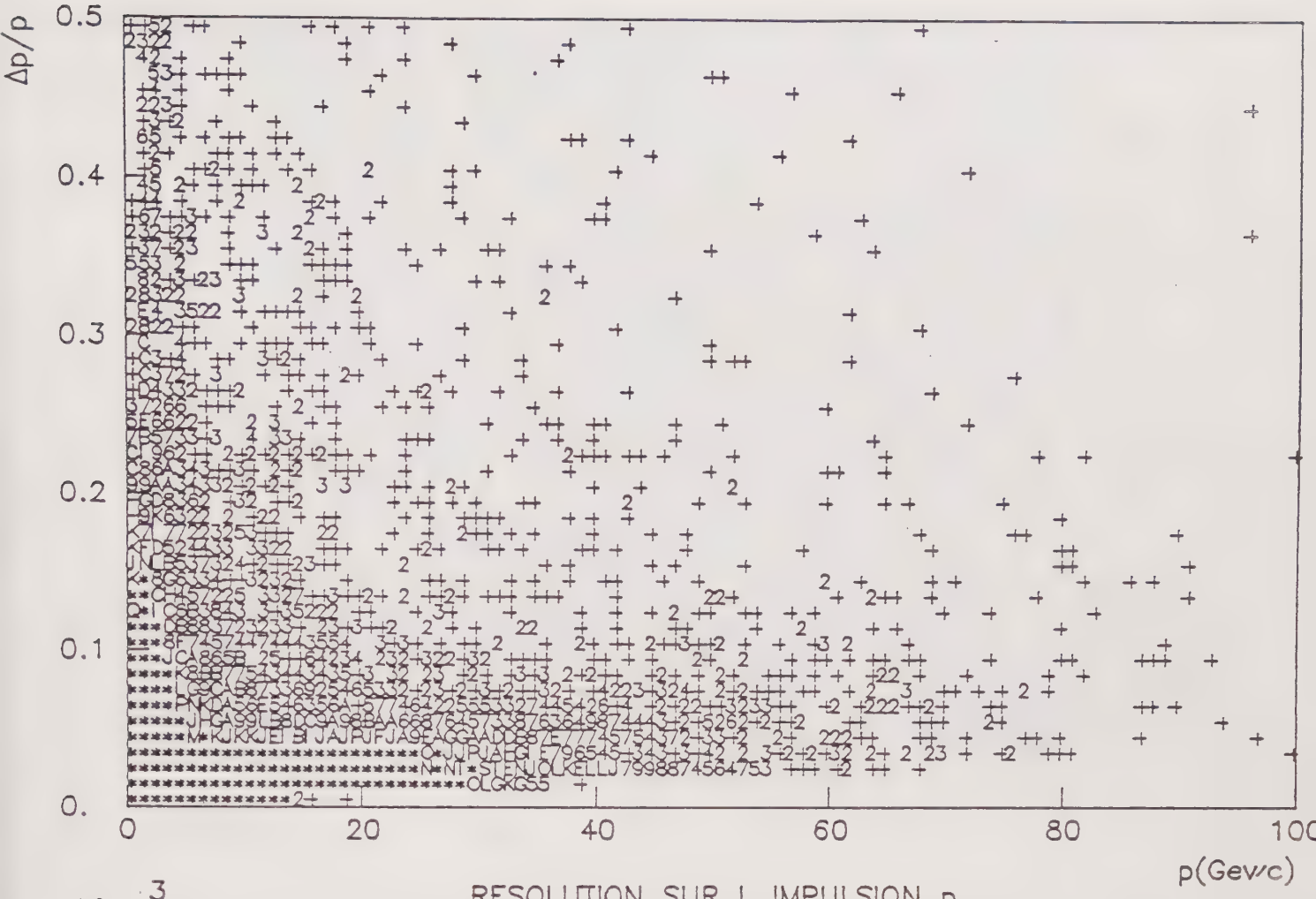


Fig. III 11


Δp/p
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0.
0
20
40
60
80
100
p(Gev/c)

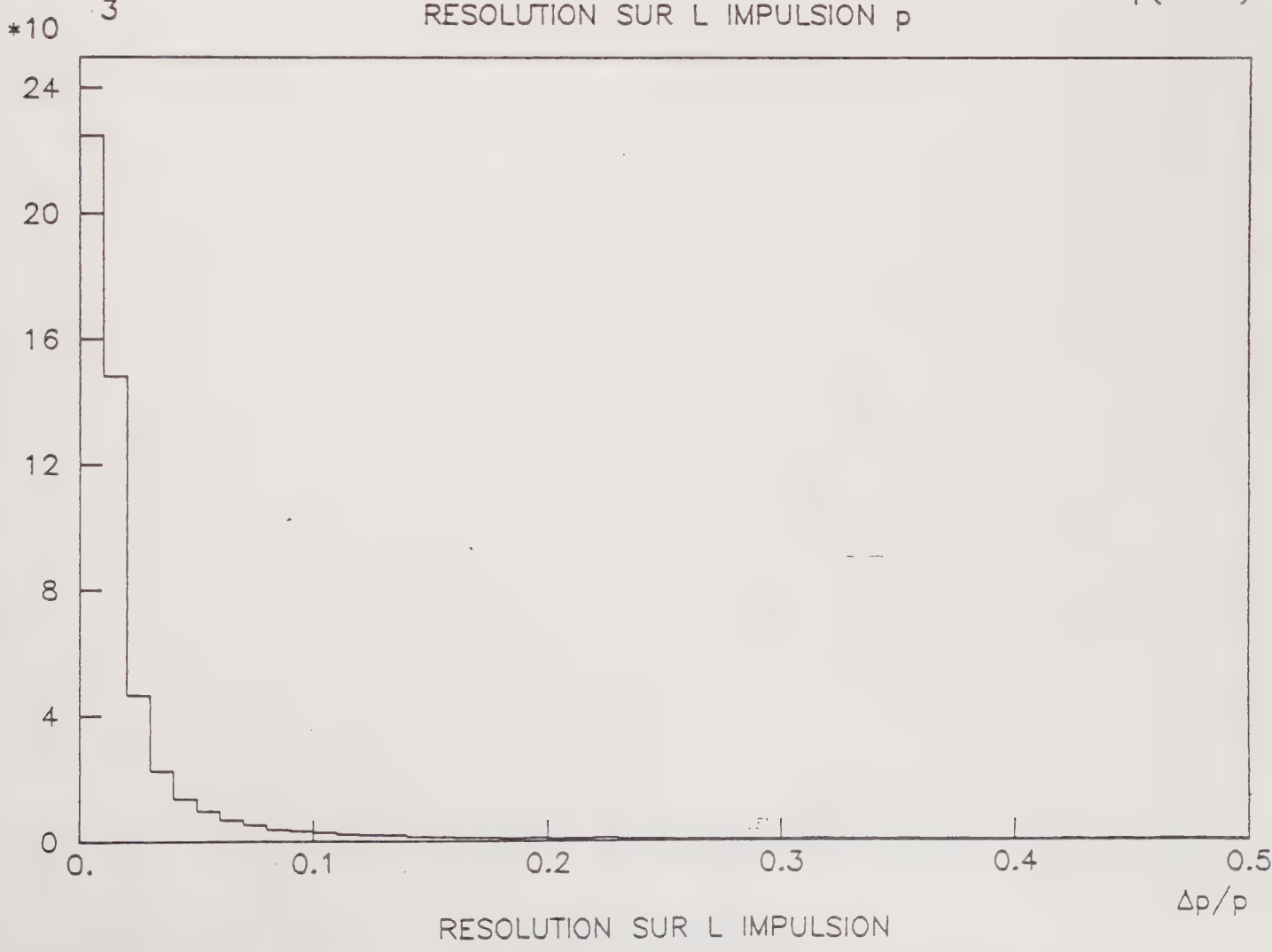
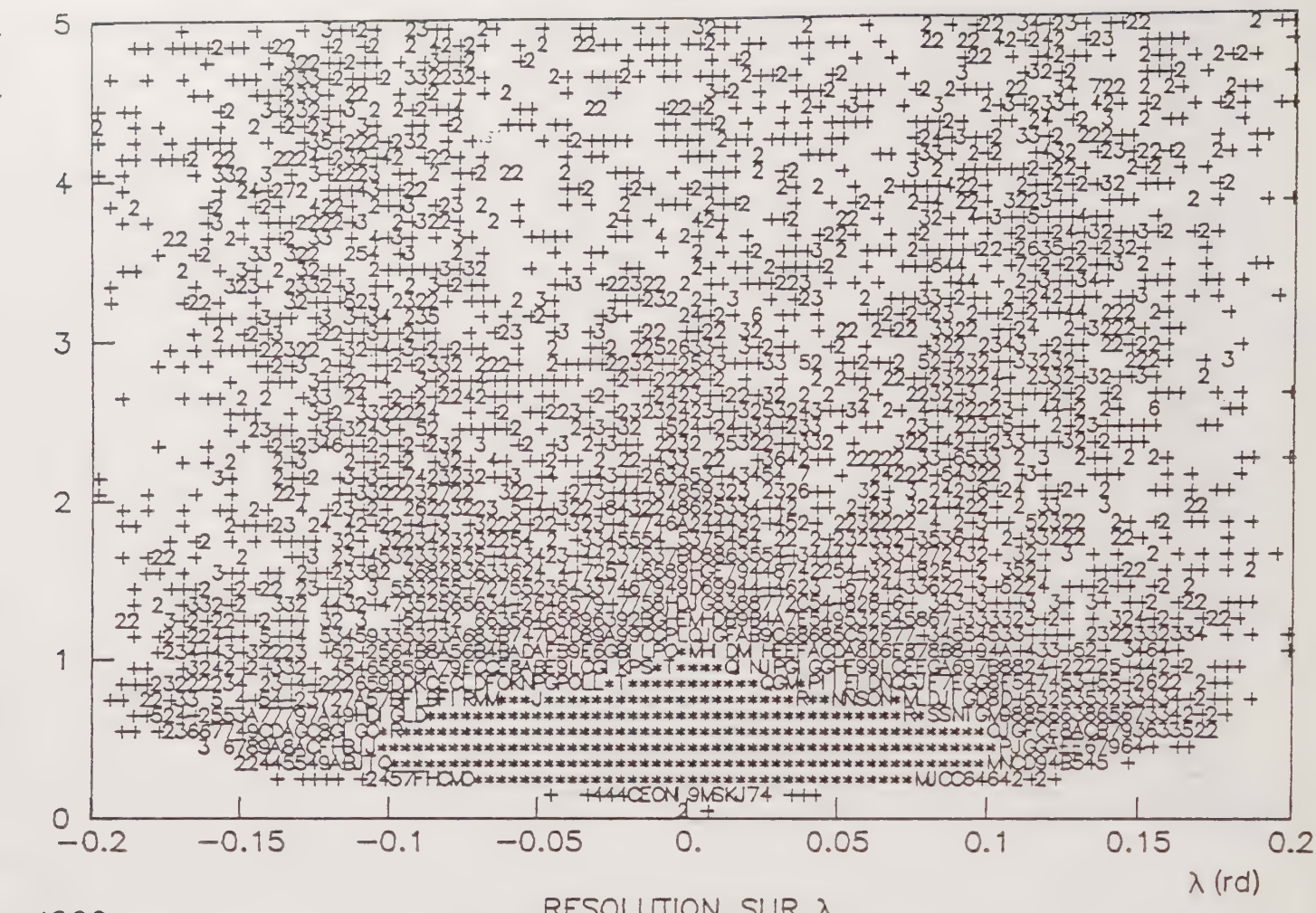
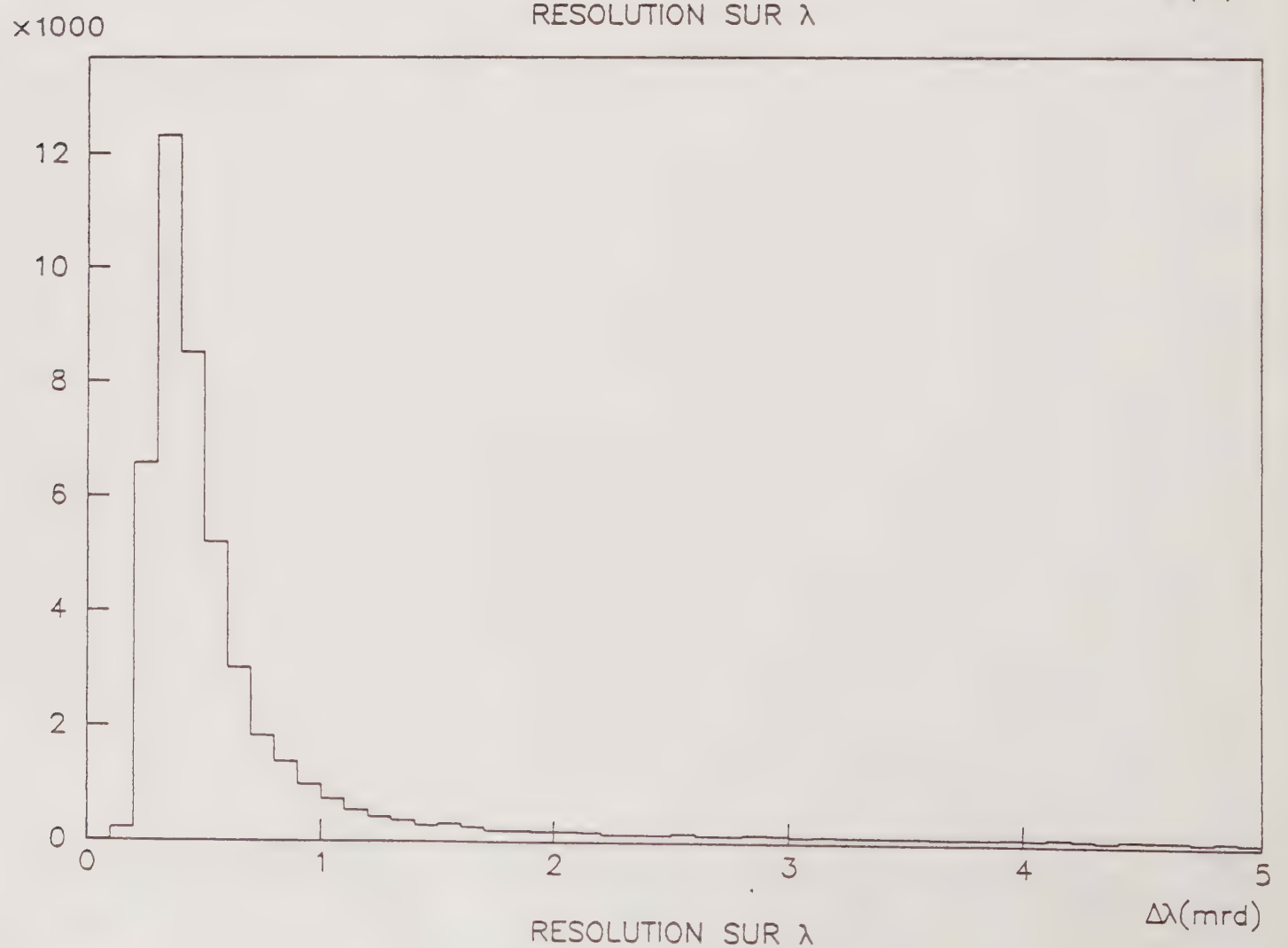

*10 3
RESOLUTION SUR L IMPULSION p
24
20
16
12
8
4
0
0.
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
Δp/p
RESOLUTION SUR L IMPULSION

Fig. III 12

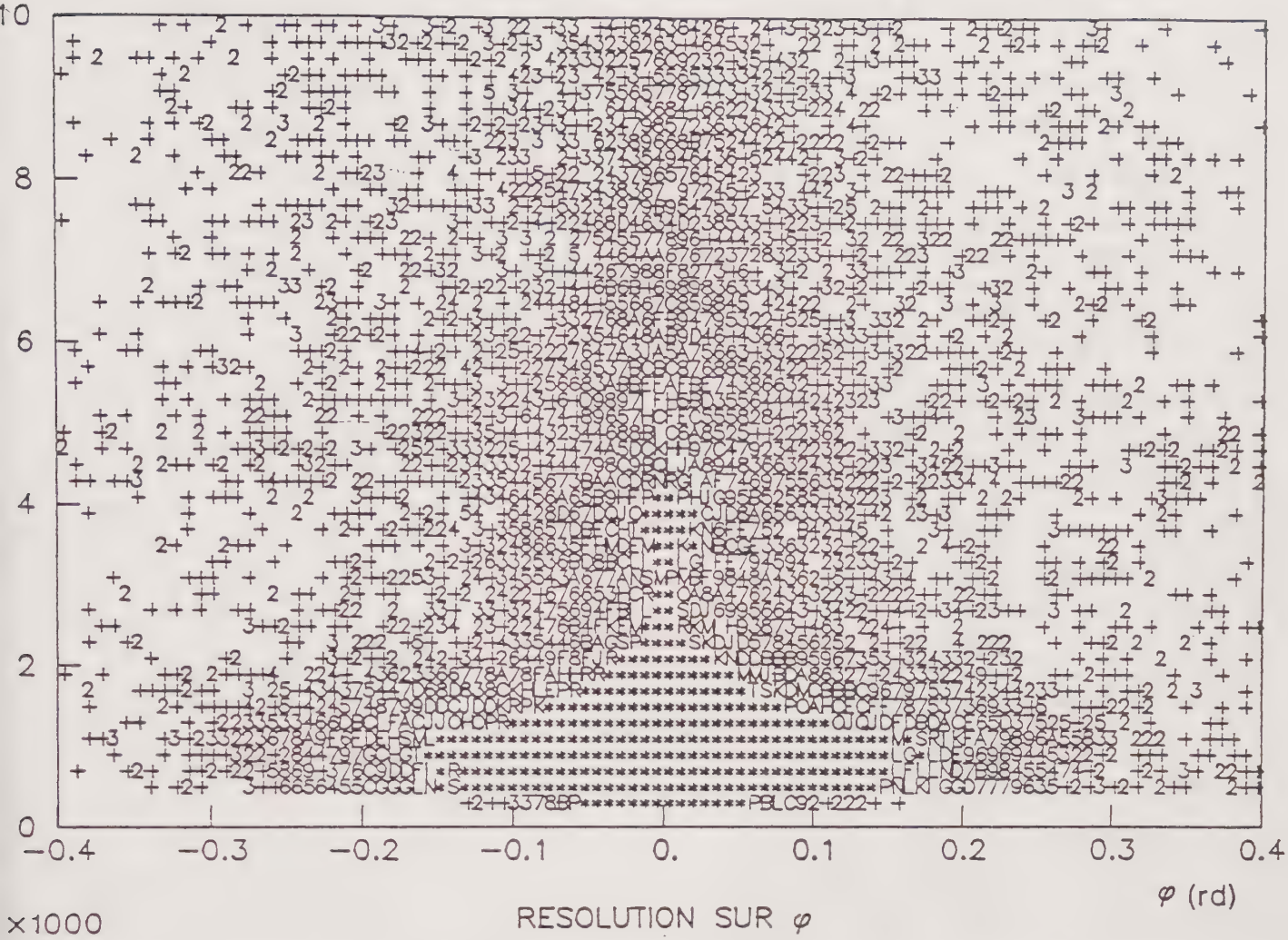


RESOLUTION SUR λ

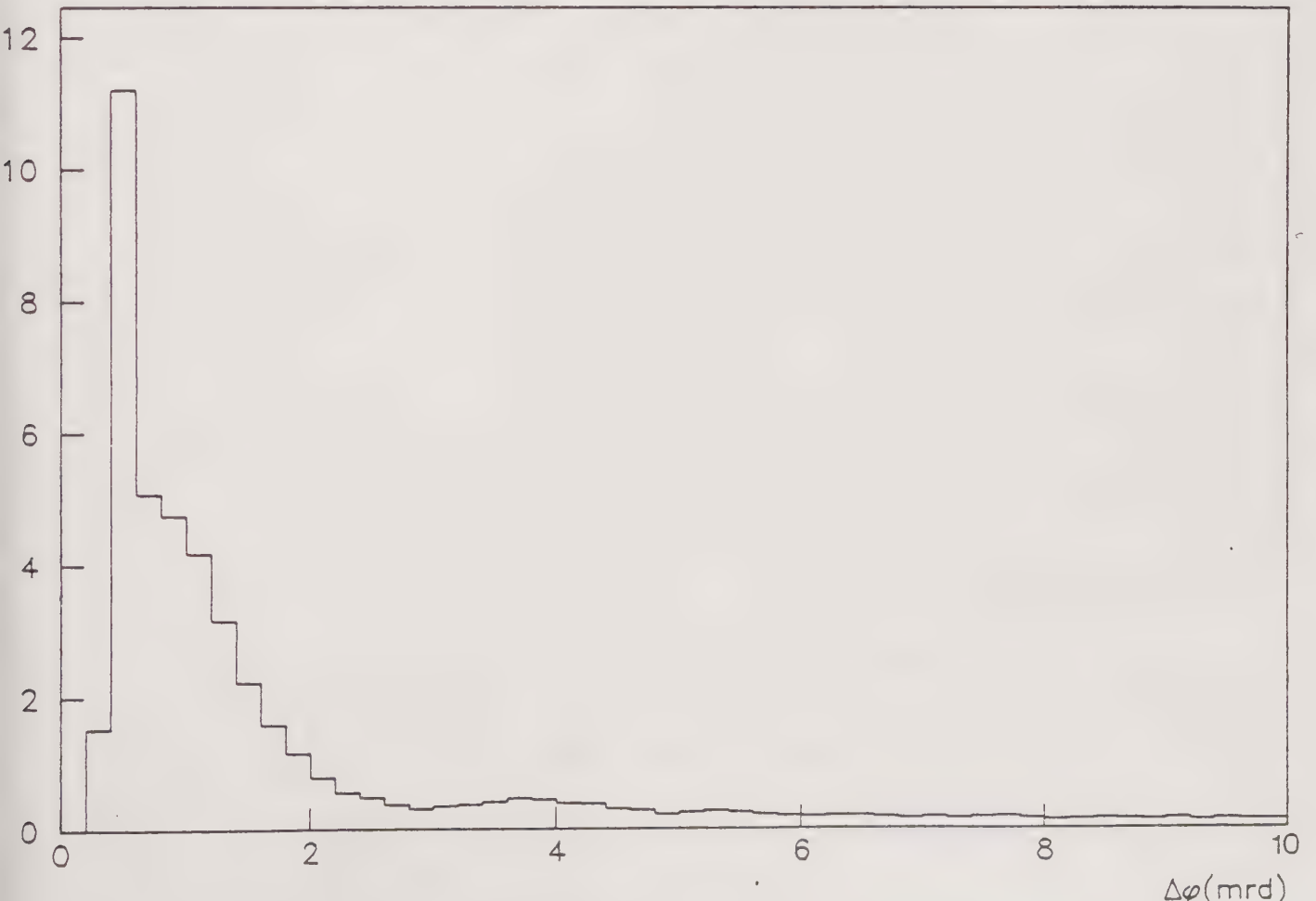


RESOLUTION SUR λ

Fig. III 13



RESOLUTION SUR φ



RESOLUTION SUR φ

Fig. III 14

4/ Efficacité globale :

Une simulation-mélange pour des particules engendrées avec des paramètres cinématiques connus (rapidité y et impulsion transverse p_t) a permis de calculer l'efficacité totale (géométrique et reconstruction) pour des particules positives (fig.III 15) ou négatives (fig.III 16); c'est l'inverse de l'efficacité qui est portée sur ces figures ; on voit que l'efficacité est la même pour les 2 charges sauf vers l'avant où les zones insensibles des chambres (pour le faisceau négatif) font perdre plus d'efficacité pour les particules négatives.

III) Vertex :

Le nombre de traces (chargées comprenant les 2μ) reconstruites au vertex principal est donné figure III 17, ainsi que le nombre de vertex secondaires et d'extra-traces (définies au chap.II ϕI/3/f/) pour des événements ψ.

La position en x du vertex principal (fig.III 18) montre clairement les 3 cibles et la bonne résolution moyenne ($\simeq$ 1cm en x). Mais, compte tenu des faibles valeurs des angles des traces, cette résolution ne permet pas de séparer les vertex secondaires situés trop près du vertex principal. D'où les deux méthodes utilisées pour reconstruire ces vertex :

1) prendre les vertex secondaires (V°) trouvés par le programme de recherche de vertex et faire les hypothèses $\pi^+\pi^-$, e^+e^-, $p\pi$ pour les traces.

2) prendre les traces de signes opposés 2 à 2 au vertex principal et regarder le spectre de masse obtenu avec les différentes hypothèses.

1/ Vertex secondaires (V°) :

Les trois hypothèses sont comparées ; pour le cas proton-pion, compte tenu de la forte asymétrie de la désintégration du Λ, le (anti) proton est choisi comme étant la particule de plus forte impulsion.

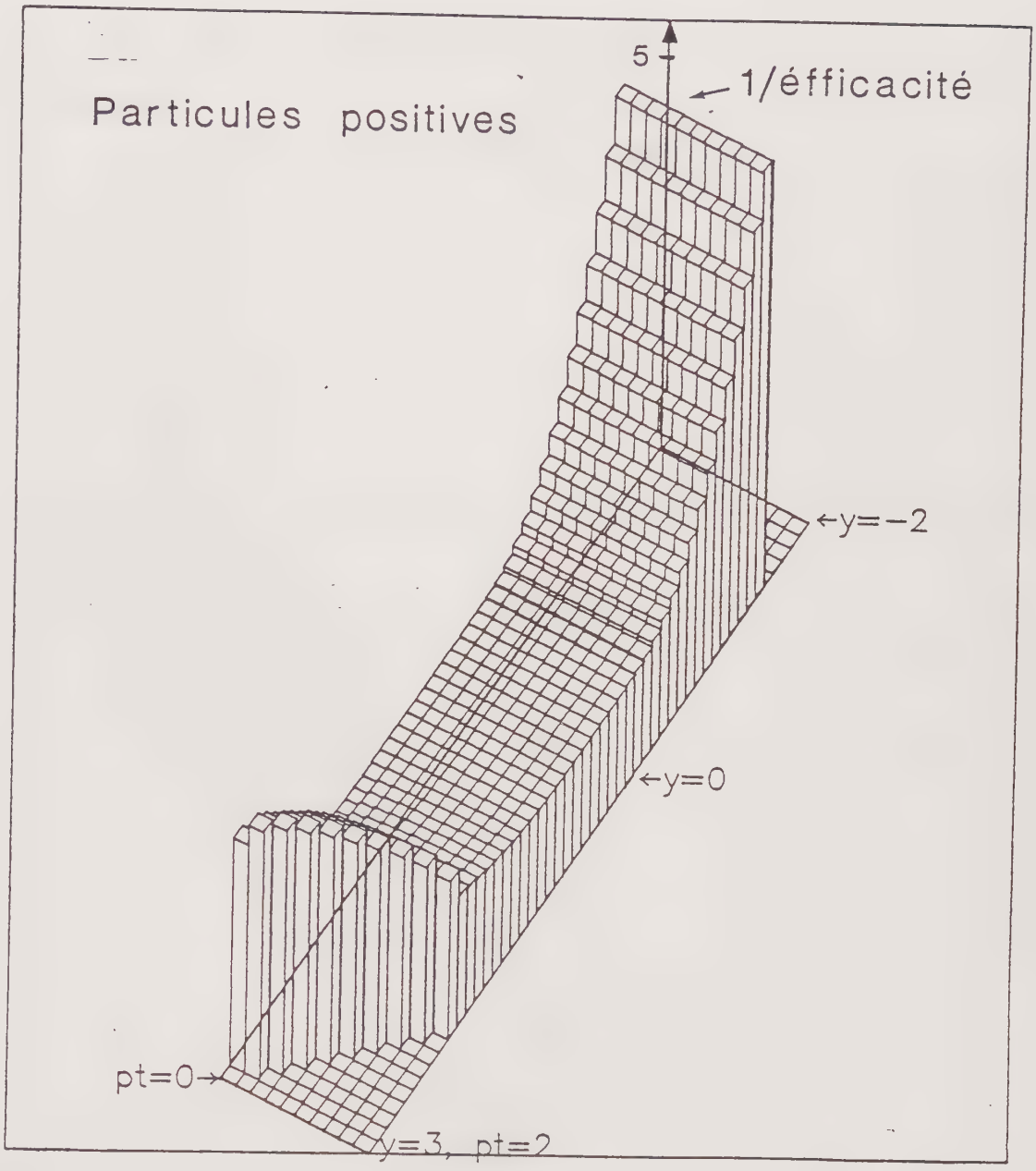


Fig. III 15

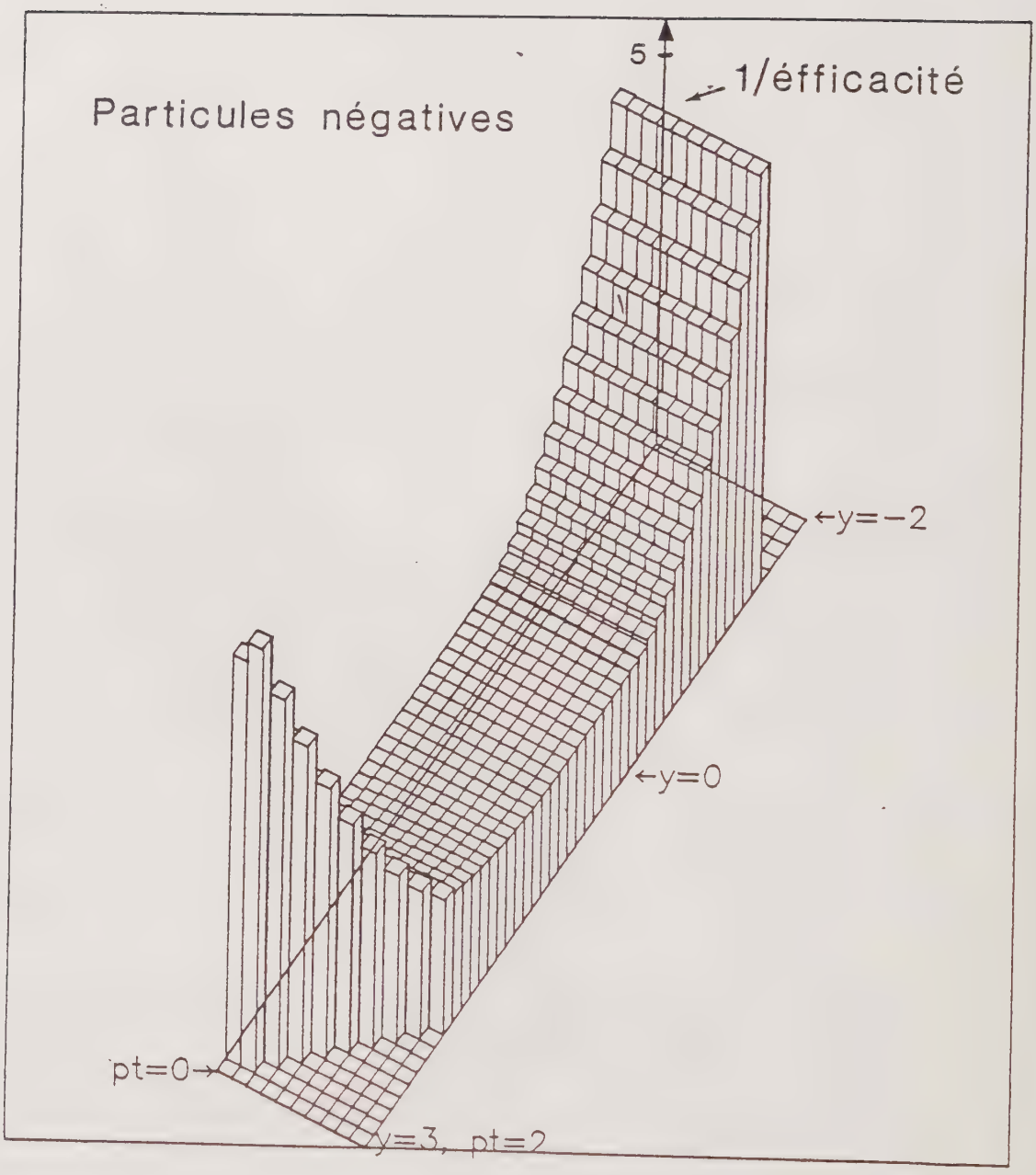
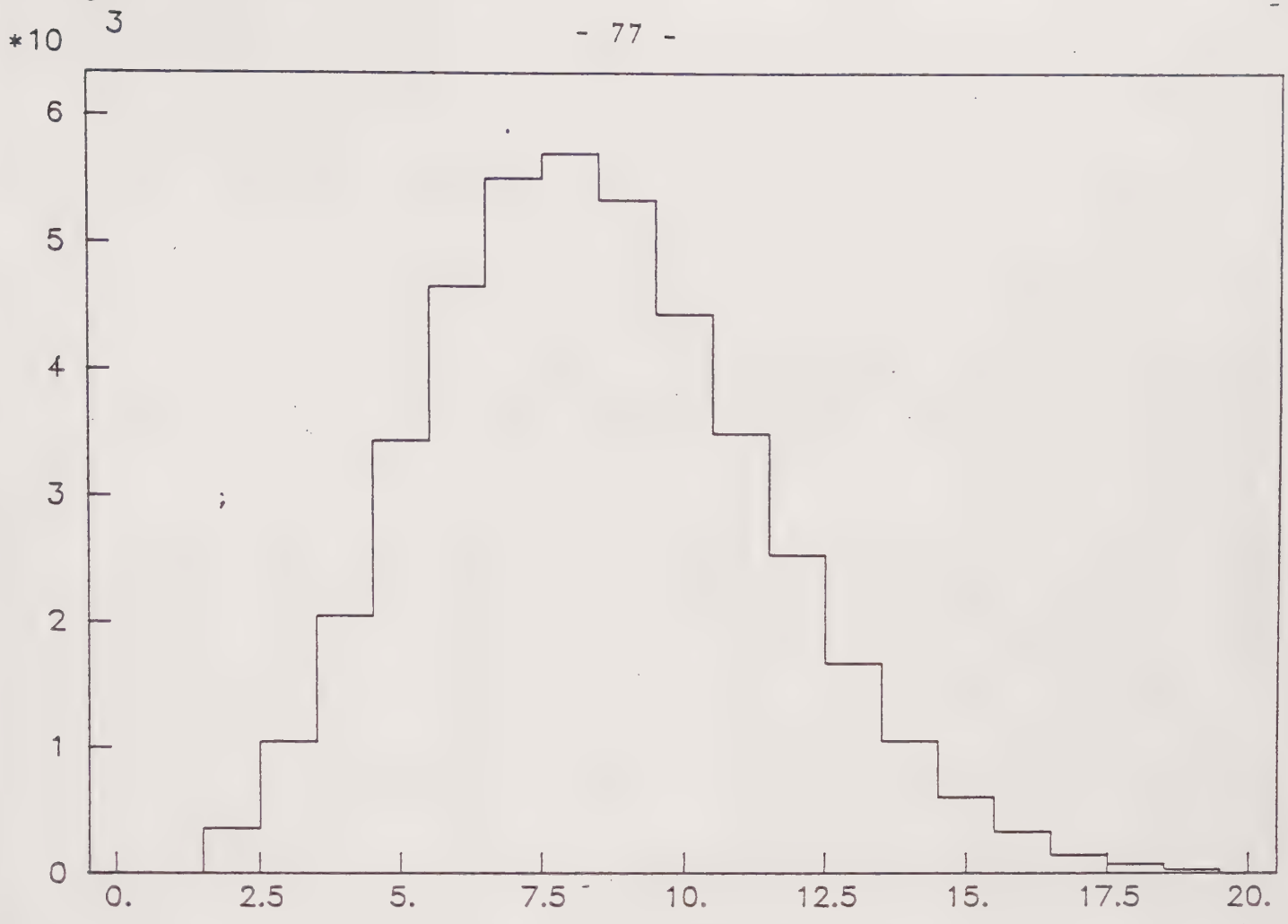
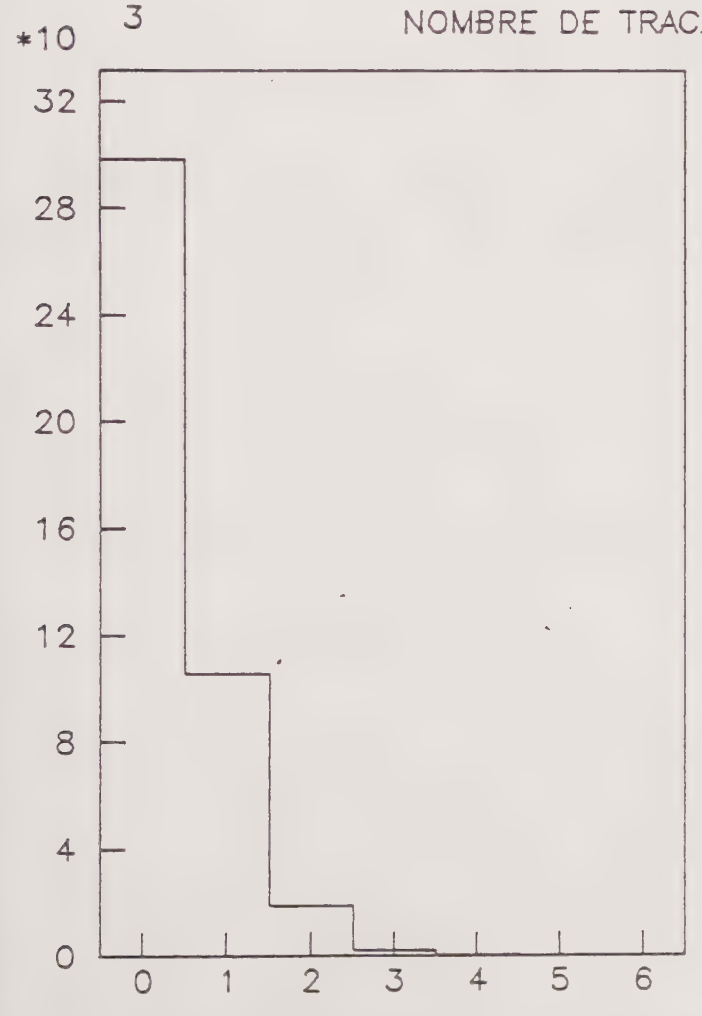


Fig. III 16


*10 3
6
5
4
3
2
1
0
0.
2.5
5.
7.5
10.
12.5
15.
17.5
20.
NOMBRE DE TRACES AU VERTEX PRINCIPAL


*10 3
32
28
24
20
16
12
8
4
0
0
1
2
3
4
5
6
NOMBRE DE VERTEX SECONDAIRES

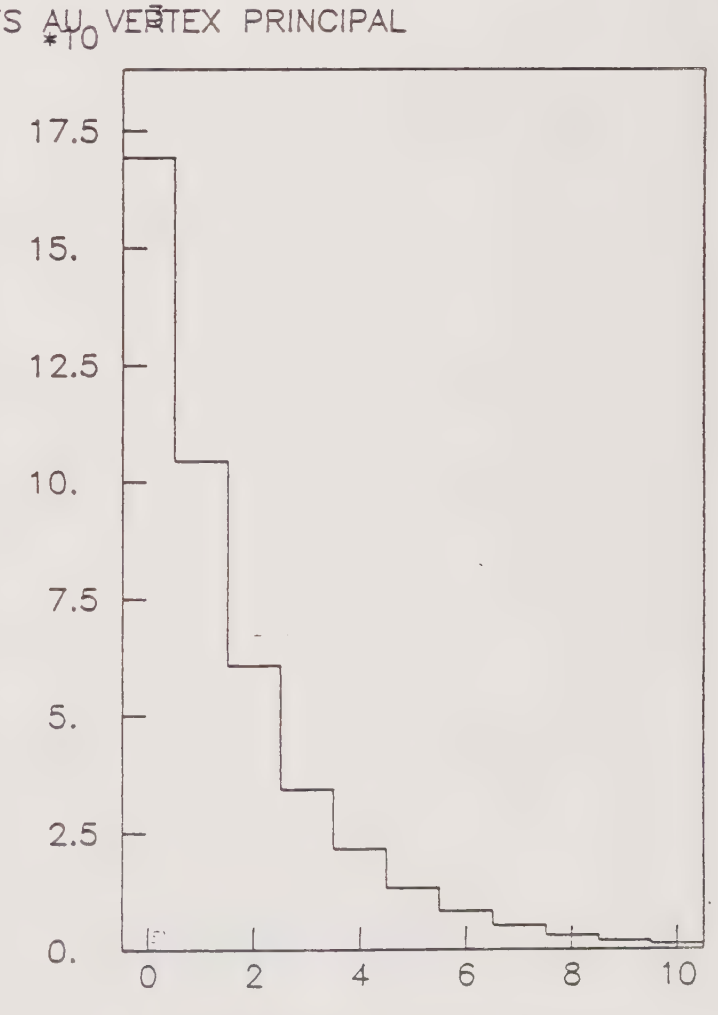

*10 3
17.5
15.
12.5
10.
7.5
5.
2.5
0.
0
2
4
6
8
10
NOMBRE D EXTRA TRACES

Fig. III 17

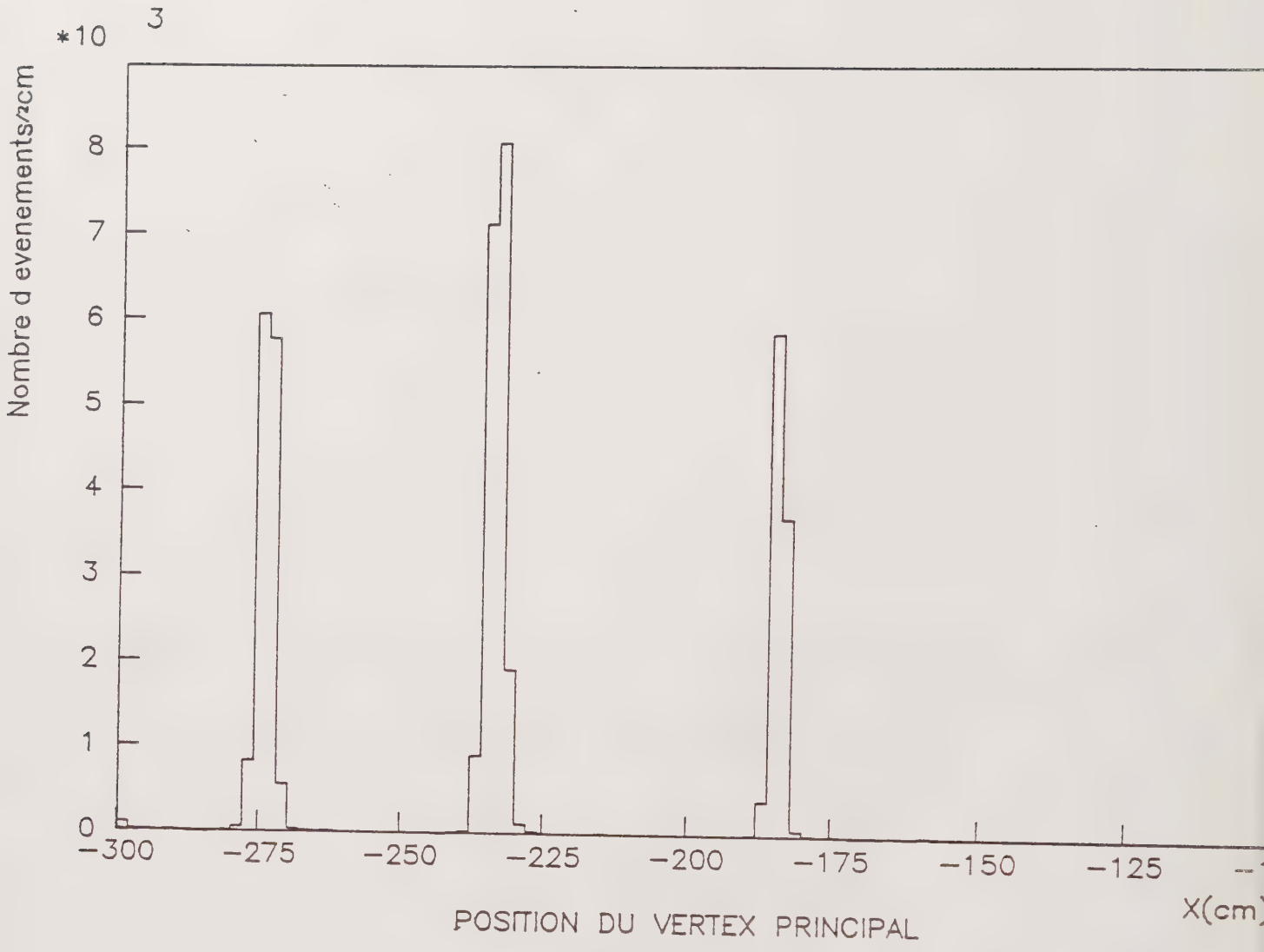

*10 3
Nombre d evenements/cm
8
7
6
5
4
3
2
1
0
−300
−275
−250
−225
−200
−175
−150
−125
POSITION DU VERTEX PRINCIPAL
X(cm)

Fig. III 18

La figure III 19 montre la comparaison $\pi^+\pi^-/p\pi$ et les projections de ce diagramme : on voit nettement le K^0 en $\pi^+\pi^-$ et le Λ en $p\pi$.

La figure III 20 compare les hypothèses e^+e^- et $\pi^+\pi^-$ et la figure III 21 montre la projection e^+e^- : on voit à basse masse e^+e^- une accumulation correspondant aux γ, puis la réflexion de Λ et du K^0.

Pour éviter de contaminer un signal par la réflexion des autres, les coupures indiquées par les rectangles sur les figures III 19 et III 20 ont été appliquées et les V^0 correspondants éliminés.

Après avoir éliminé les V^0 donnant sous l'hypothèse $p\pi$:

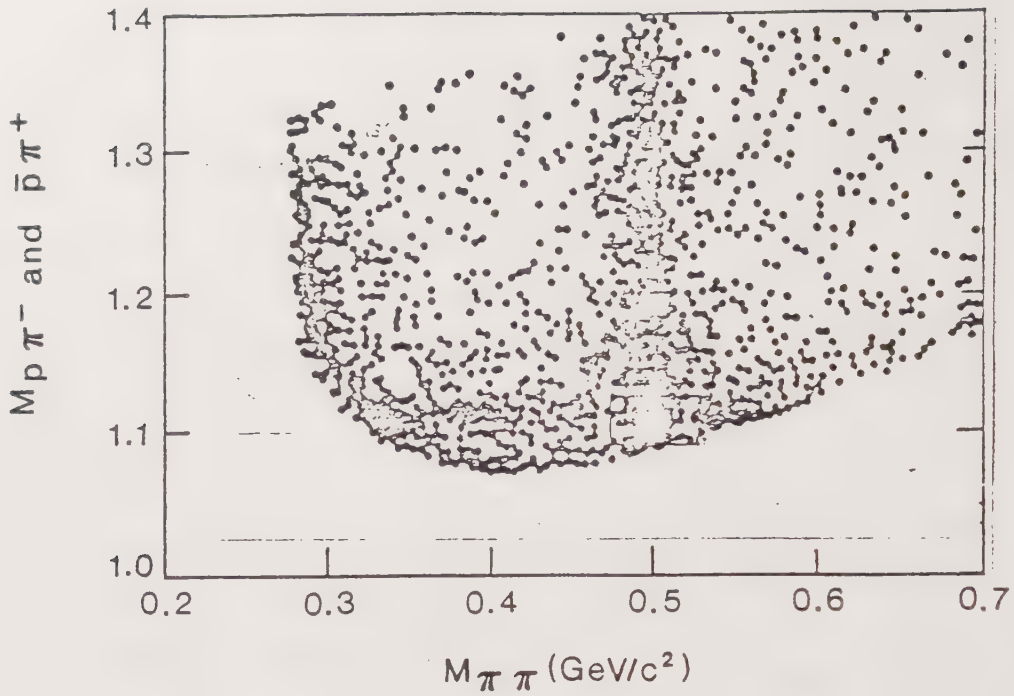
$m_\Lambda - 10$ MeV $< m_{p\pi} < m_\Lambda + 10$ MeV, ou sous l'hypothèse e^+e^- : $m_{e^+e^-} < 100$ MeV

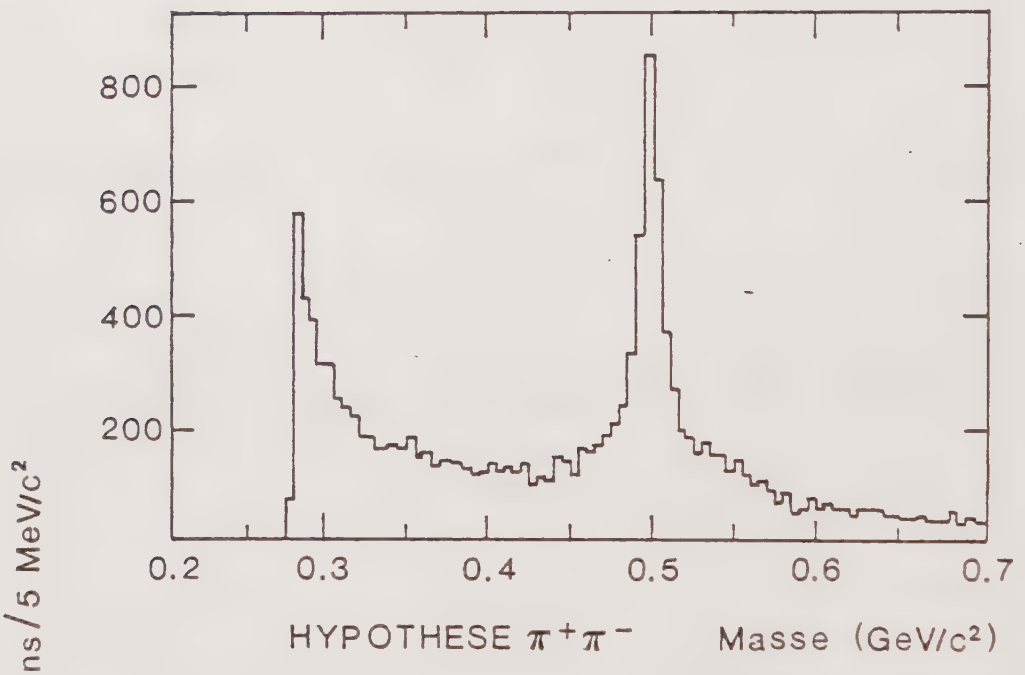
on obtient le spectre $\pi^+\pi^-$ de la figure III 22 où le K^0 est obtenu à une masse de $497,6 \pm 0,2 \pm 0,4$ MeV/c^2 (tables $497,67 \pm 0,13$ MeV/c^2) avec une résolution de $\sigma = 7,5 \pm 0,2$ MeV/c^2. La simulation-mélange a permis une correction de $1,1\ 10^{-3}$ sur la masse ; elle donnait une résolution de $6,1 \pm 0,4$ MeV.

De même, après élimination de $m_{K^0} - 20$ MeV $< m_{\pi^+\pi^-} < m_{K^0} + 20$ MeV et $m_{e^+e^-} < 100$ MeV, nous obtenons le spectre $p\pi$ de la figure III 23 où le Λ^0(ou $\bar{\Lambda}^0$) est obtenu à une masse brute de $1115,94 \pm 0,12$ MeV/c^2 (tables $1115,60 \pm 0,05$ MeV/c^2) avec une résolution de $\sigma = 2,32 \pm 0,13$ MeV/c^2.

2) <u>Vertex principal</u> :

Compte tenu du fond combinatoire élevé (6 traces chargées en dehors des μ en moyenne par événement) le $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ et $\Lambda \rightarrow p\pi$ sont invisibles dans les combinaisons du vertex principal ; seules les désintégrations proches du seuil cinématique et (ou) bénéficiant d'une identification supplémentaire sont visibles.


1.4
1.3
1.2
1.1
1.0
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
M p π⁻ and p̄ π⁺
Mπ π (GeV/c²)


800
600
400
200
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
Combinaisons / 5 MeV/c²
HYPOTHESE π⁺π⁻ Masse (GeV/c²)

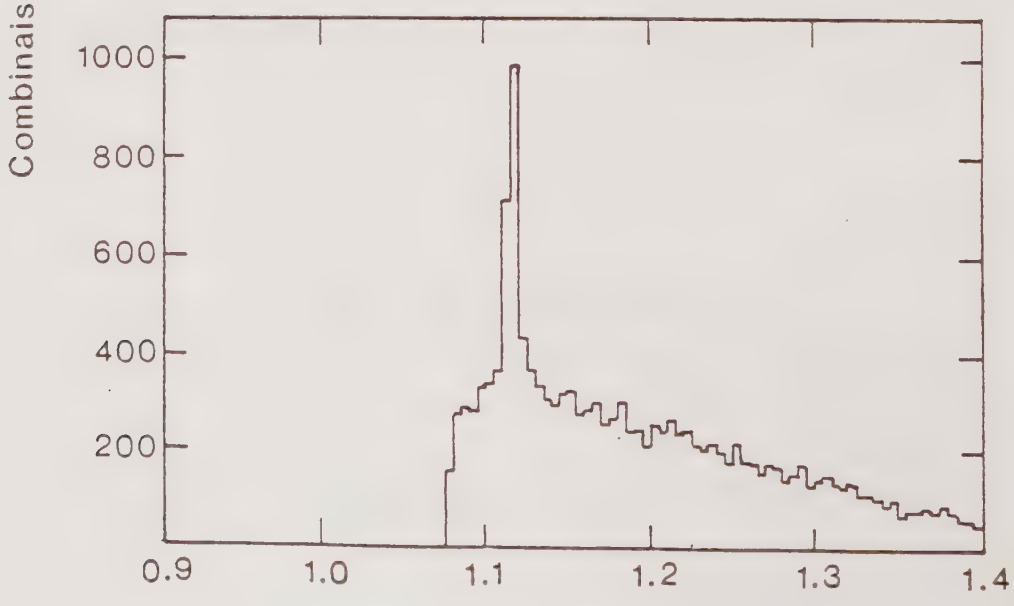

1000
800
600
400
200
0.9
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
HYPOTHESE Pπ Masse (GeV/c²)

Fig. III 19

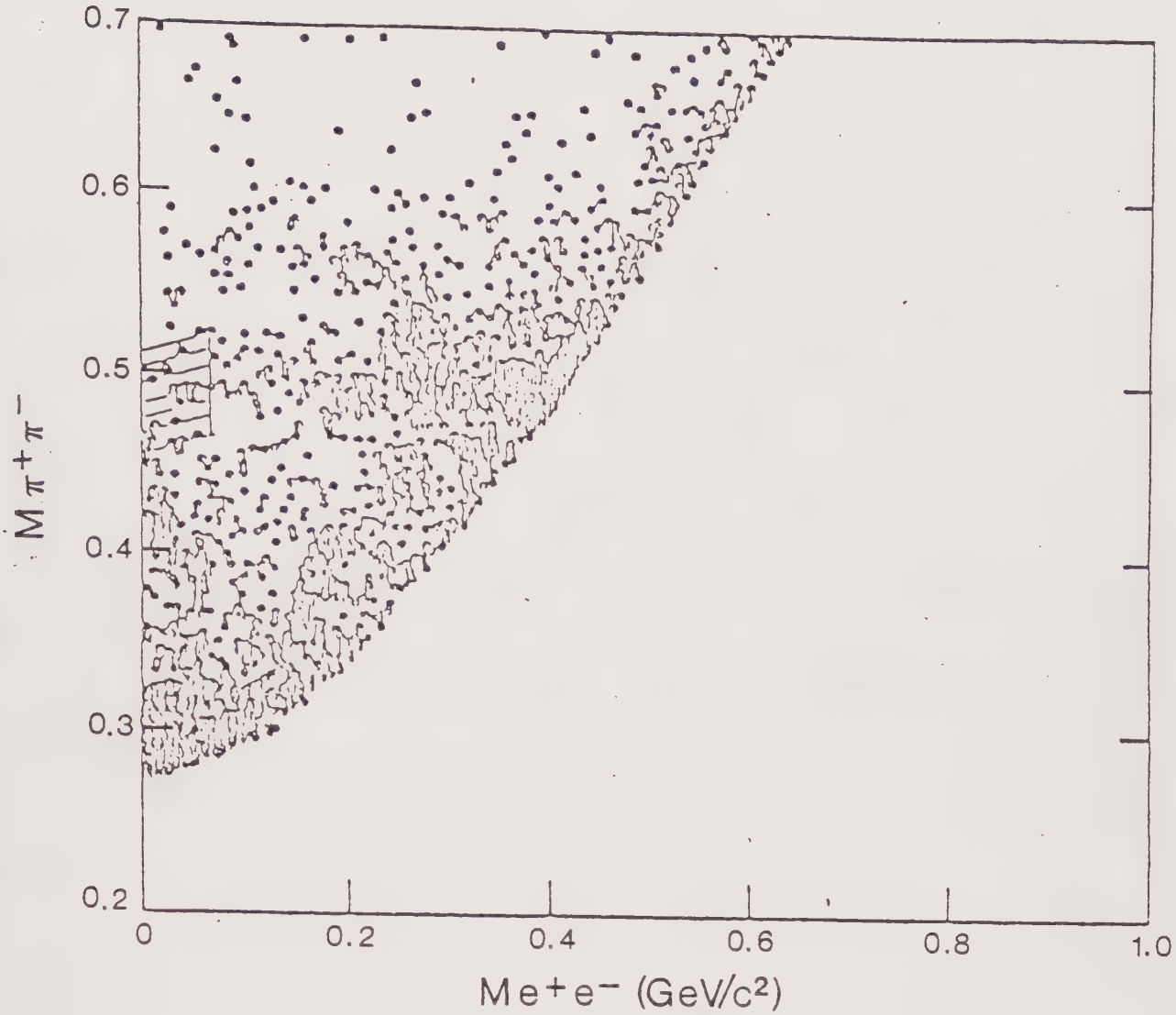


Fig. III 20

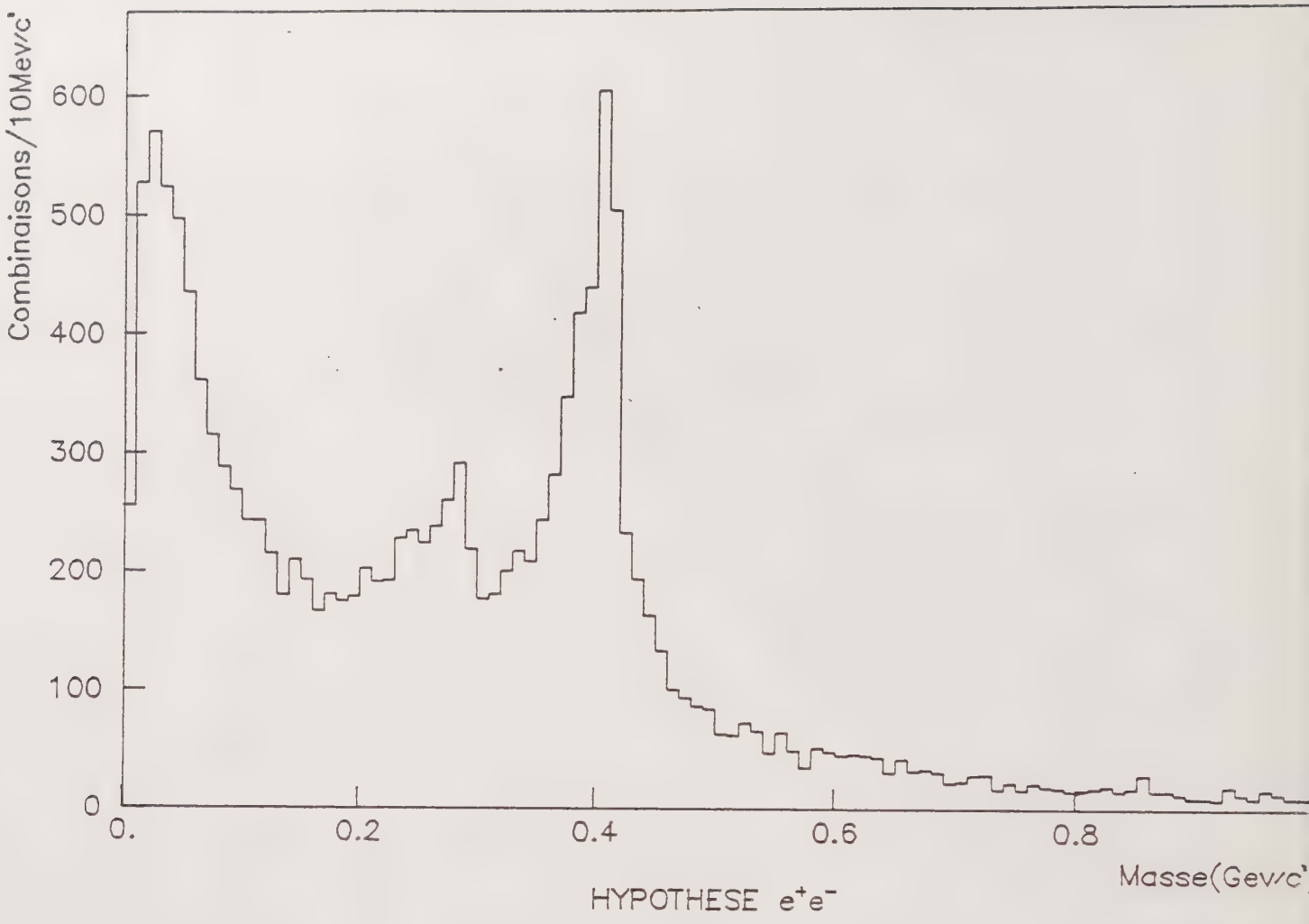
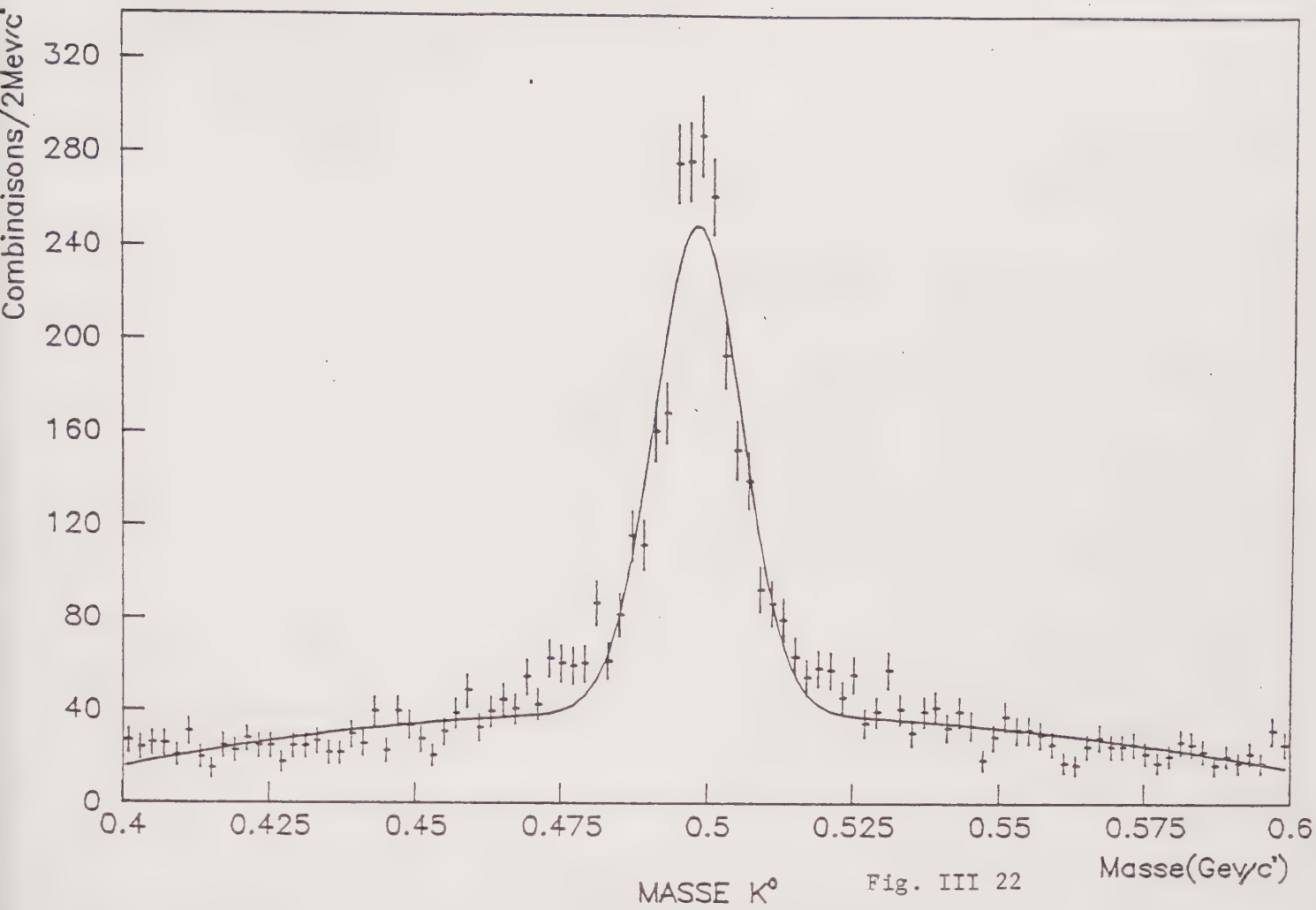
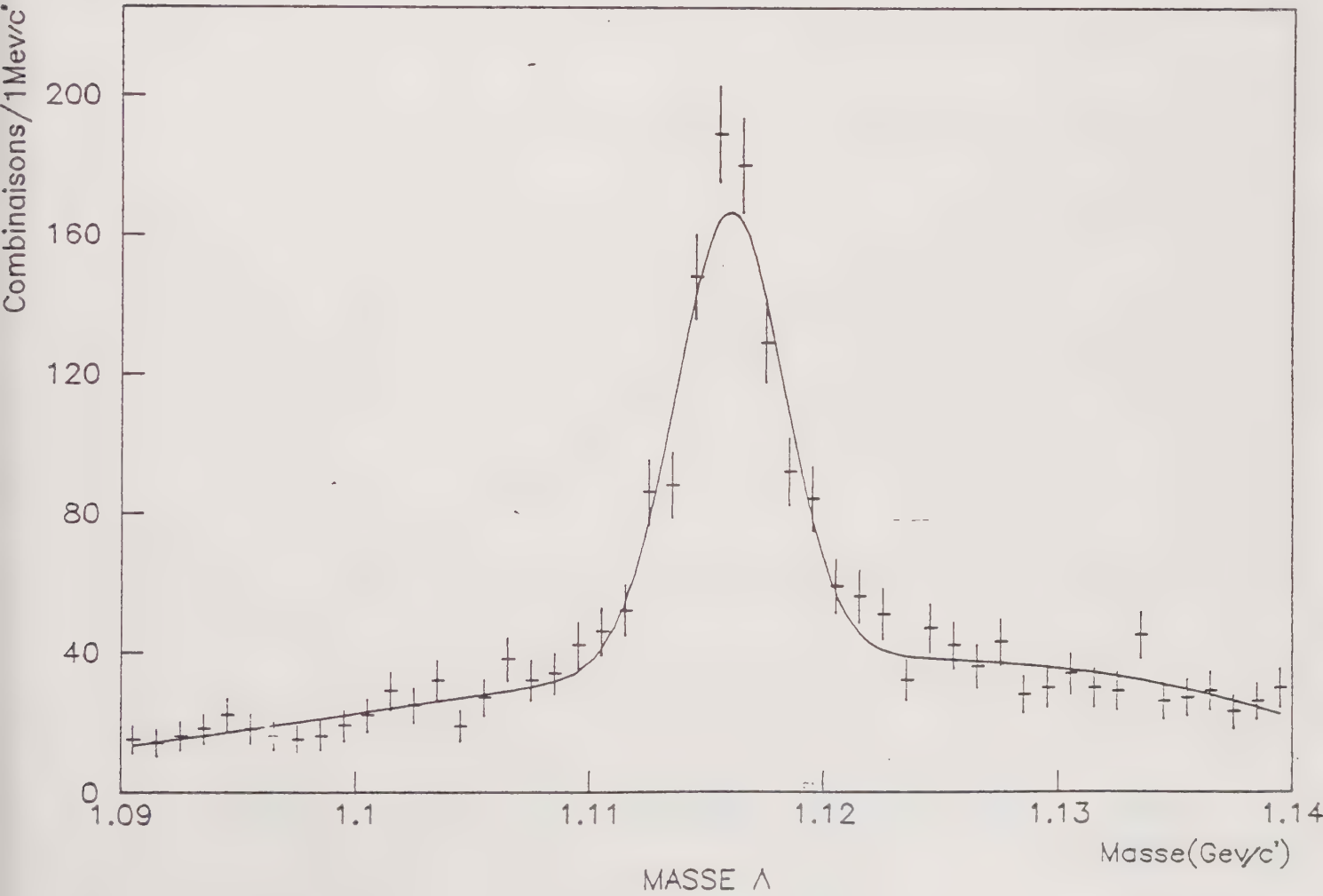

Combinaisons/10Mev/c²
600
500
400
300
200
100
0
0.
0.2
0.4
0.6
0.8
Masse(Gev/c²)
HYPOTHESE e⁺e⁻

Fig. III 21



MASSE K°

Fig. III 22



MASSE Λ

Fig. III 23

Un exemple en est donné à la figure III 24) où l'on voit le γ sous l'hypothèse e+e- pour une masse e+e- $\lesssim$ 30 MeV/c² ; la comparaison avec le spectre des particules de même signe fait nettement apparaitre le signal.

La résolution en masse, bien meilleure que pour les γ en V°, vient essentiellement de l'ajustement des traces au vertex principal. En demandant qu'une des 2 particules soit effectivement identifiée comme étant un électron (fig. III 25) par le compteur Cerenkov (voir §IV) , on réduit fortement la statistique à cause de l'acceptance du Cerenkov, mais on prouve que c'est effectivement le γ (l'origine physique en est principalement les désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

Cette contamination des spectres $\pi+\pi-$ au vertex principal est gênante (par exemple pour $\psi' \rightarrow \psi\pi+\pi-$) et sera en général supprimée en mettant une coupure sur l'hypothèse e+e- ($m_{e^+e^-} >$ 30 MeV/c²).

Lorsqu'on est intéressé par les basses masses $\pi+\pi-$ (Chap. IV), cette coupure ne peut être appliquée et il faut tenir compte de cette contamination.

IV) Identification des traces par le compteur Cerenkov

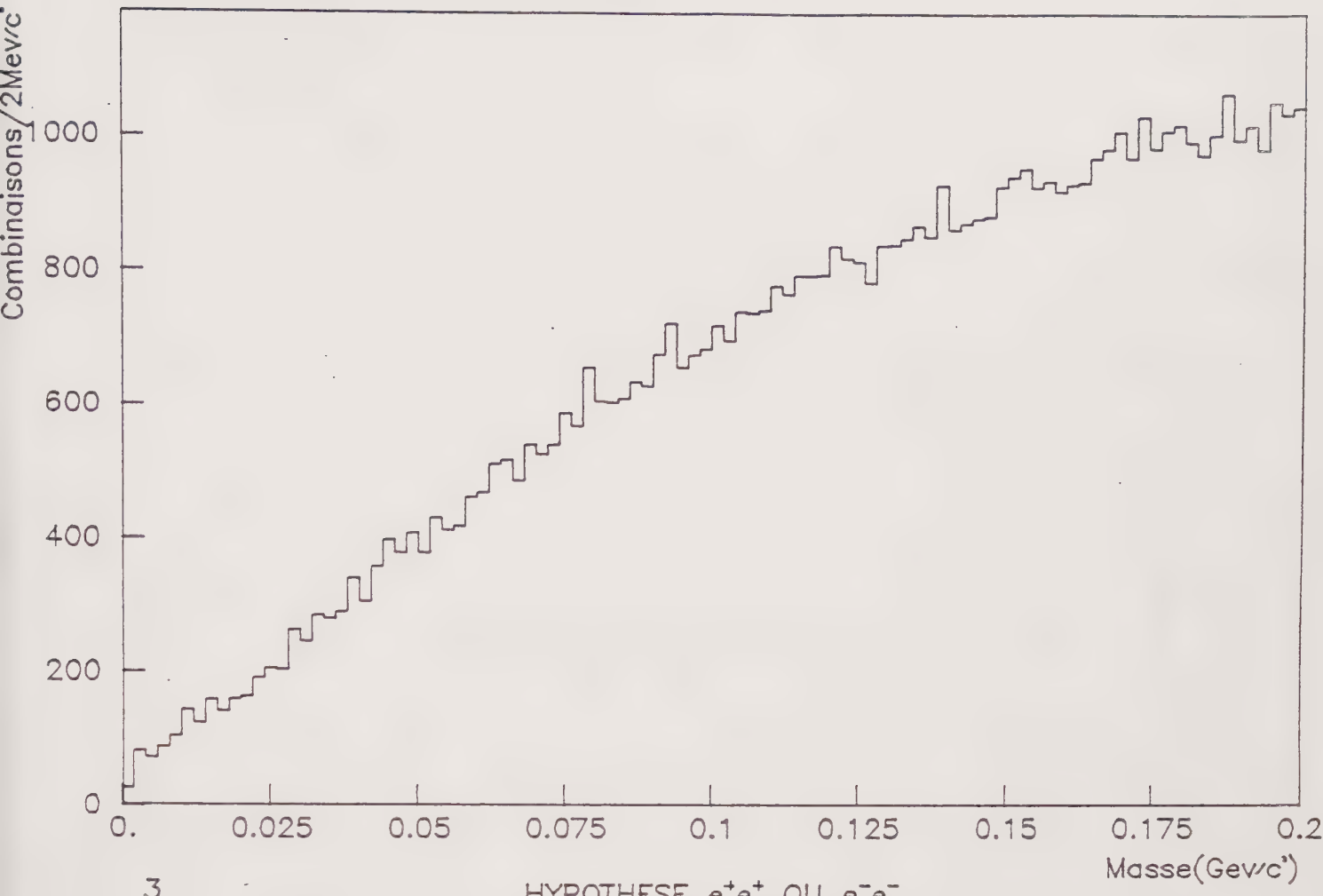
1/ principe

Une particule chargée de masse m et de vitesse v dans un milieu d'indice n émet des photons par effet Cerenkov (réf. 14) suivant un cône ayant pour axe la direction de la particule et pour demi-angle au sommet θ tel que :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \qquad (1)$$

avec $\beta = v/c$ (c : vitesse de la lumière dans le vide).

Par exemple, pour le gaz carbonique, l'angle maximum (obtenu pour $\beta = 1$) est $\theta_{max} = 28{,}6$ mrad ; la valeur minimum de β ($\beta = \frac{1}{n}$) pour que l'effet Cerenkov apparaisse (seuil) correspond à une impulsion minimum dépendant de la masse de la particule :


Combinaisons/2Mev/c²
1000
800
600
400
200
0
0.
0.025
0.05
0.075
0.1
0.125
0.15
0.175
0.2
Masse(Gev/c²)
HYPOTHESE e⁺e⁺ OU e⁻e⁻

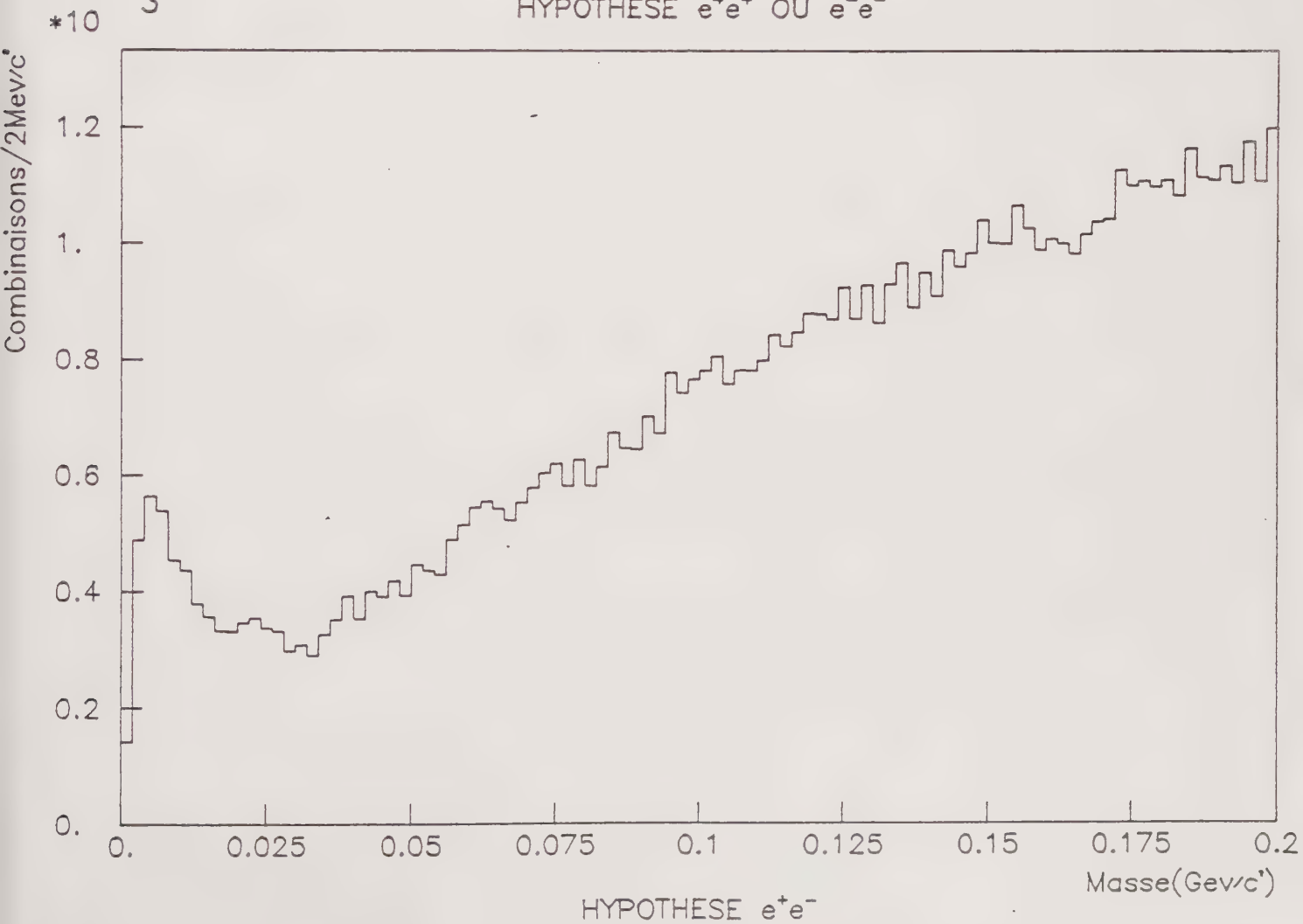

*10 3
Combinaisons/2Mev/c²
1.2
1.
0.8
0.6
0.4
0.2
0.
0.
0.025
0.05
0.075
0.1
0.125
0.15
0.175
0.2
Masse(Gev/c²)
HYPOTHESE e⁺e⁻

Fig. III 24

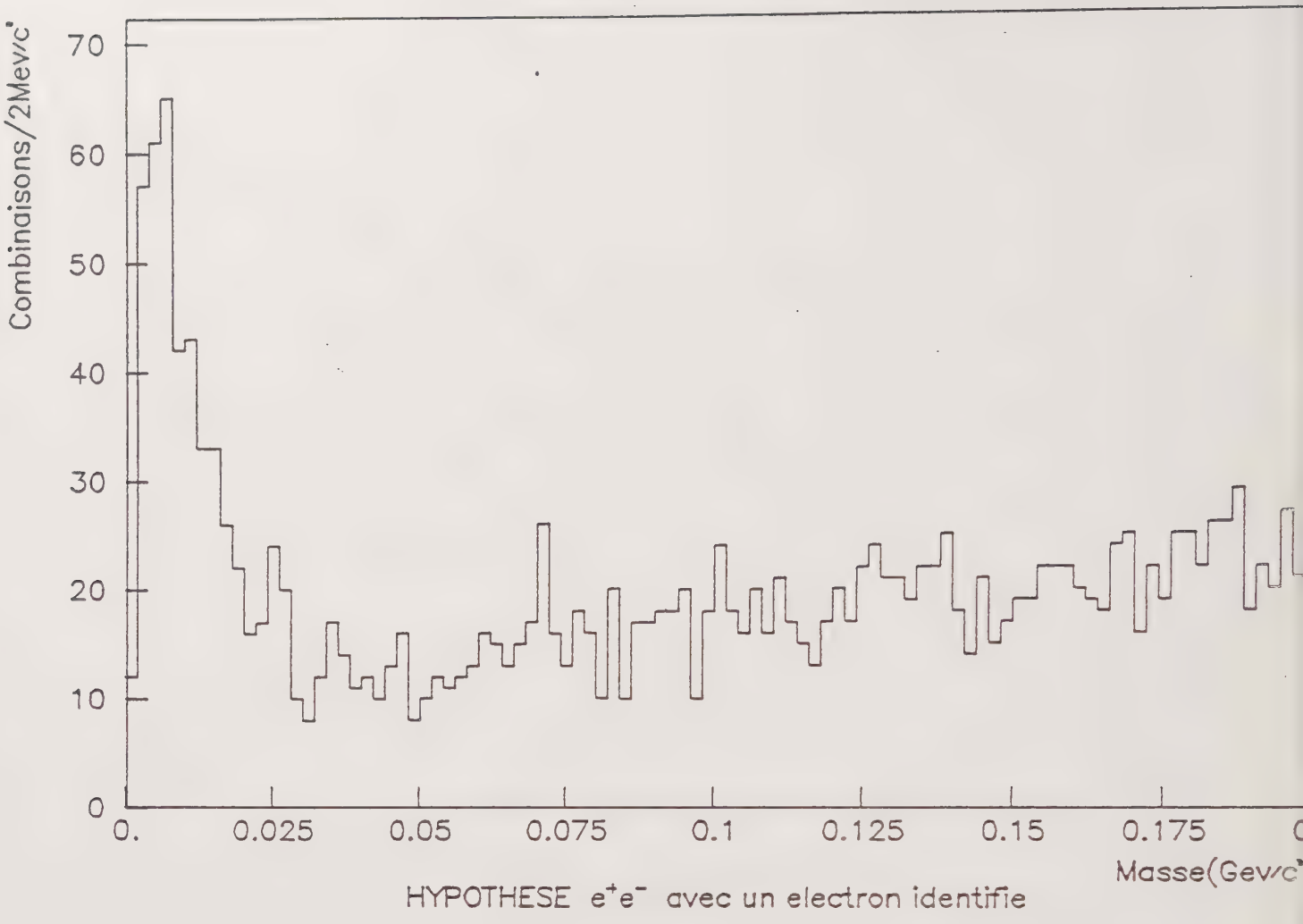

Combinaisons/2Mev/c²
70
60
50
40
30
20
10
0
0.
0.025
0.05
0.075
0.1
0.125
0.15
0.175
Masse(Gev/c²
HYPOTHESE e⁺e⁻ avec un electron identifie

Fig. III 25

particule	μ	π	K	P
P_{min}(GeV/c)	3.7	4.9	17.2	32.8

Le nombre moyen de photons émis sur une longueur $d\ell$ et ayant une longueur d'onde λ est :

$$\frac{dn}{d\ell\, d\lambda} = 2\pi\alpha \frac{\sin^2\theta}{\lambda^2}$$

(α : constante de structure fine $\simeq 1/137$).

Pour le gaz carbonique, à $\beta = 1$, on obtient ainsi 57 photons par mètre dans le visible (λ = 0,4 à 0,8 μm).

Pour une longueur ℓ, le nombre moyen de photoélectrons obtenus après conversion sur la photocathode d'un photomultiplicateur est donc :

$$\bar{n} = 2\pi\alpha\ell \int \sin^2\theta \frac{T(\lambda)s(\lambda)d\lambda}{\lambda^2} \simeq A\,\ell\,\sin^2\theta \qquad (2)$$

(T(λ): transmission de l'optique, s(λ): efficacité quantique du photomultiplicateur).

On traduit généralement l'ensemble des efficacités par le facteur A. Dans notre exemple, si A = 100 (photoélectrons/cm), on obtient 8,18 photoélectrons en moyenne, par mètre de gaz.

La probabilité d'en observer alors un nombre n est donnée par la loi de Poisson :

$$\mathcal{P}_{\bar{n}}(n) = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \qquad (3)$$

en particulier l'inefficacité est alors

$$\mathcal{P}_{\bar{n}}(0) = e^{-\bar{n}} \qquad (4)$$

2/ Contraintes pratiques et description du compteur

Le compteur est utilisé pour identifier les kaons, très importants dans les désintégrations du charme. Il donne accessoirement une identification des électrons et des protons suivant l'impulsion (fig. III 26). Le compteur étant situé après l'aimant Goliath les traces qui le traversent ont une impulsion en général supérieure à 5 GeV/c (fig. III 27) ; on a donc choisi un milieu d'indice n permettant une distinction entre K et π (le fond principal) entre 5 et 30 GeV/c.

Le nombre élevé de traces sortant de l'aimant nous a contraints à diviser le compteur en 28 cellules indépendantes.

Pour minimiser le nombre de faux déclenchements dus aux désintégrations $\pi \rightarrow \mu$, l'absorbeur de hadrons devait être le plus près possible de la cible, ce qui explique la longueur réduite du compteur (2 m).

Le compteur Cerenkov se présente sous la forme d'un caisson de 2 m de long, 3 m de large et 3 m de haut, rempli de gaz carbonique à pression atmosphérique et placé à la sortie de l'aimant Goliath. Au fond, 28 miroirs sphériques (40 x 40 cm, 230 cm de rayon de courbure) renvoient la lumière Cerenkov émise dans 1,65 m de gaz sur 28 photomultiplicateurs situés au foyer de petits paraboloides réfléchissants ; les valeurs des charges électriques obtenues sont enregistrées par le calculateur. La disposition des miroirs est indiquée sur la figure III 28 ; un disque opaque de 10 cm de rayon rend les cellules centrales aveugles à la lumière émise par les π^- du faisceau.

Les cellules 10 et 12 sont équipées de photomultiplicateurs quantacon (onéreux mais qui ont une très bonne résolution), les autres de XP2020.

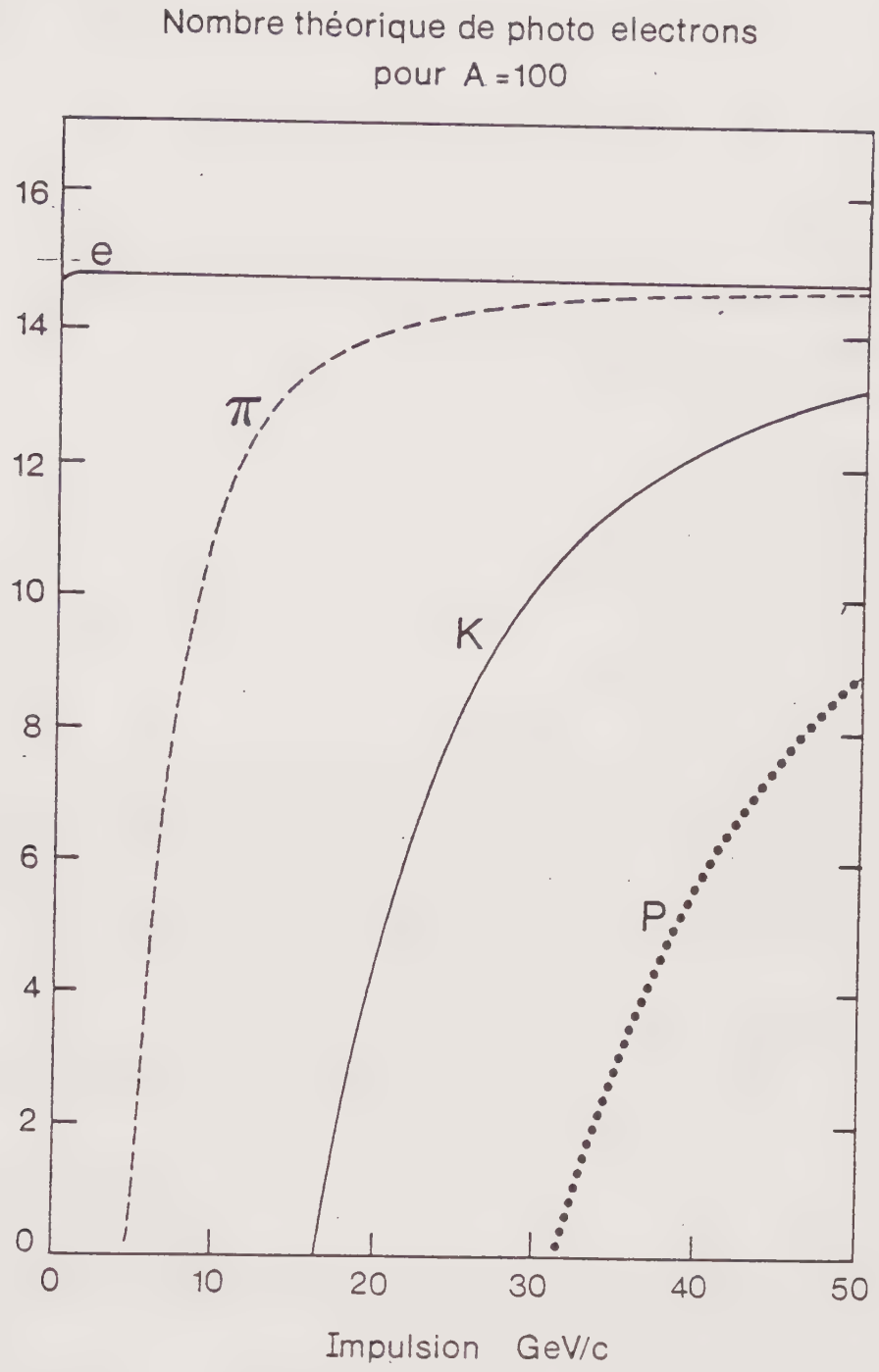

Nombre théorique de photo electrons
pour A =100
16
14
12
10
8
6
4
2
0
e
π
K
P
0
10
20
30
40
50
Impulsion GeV/c

Fig. III 26

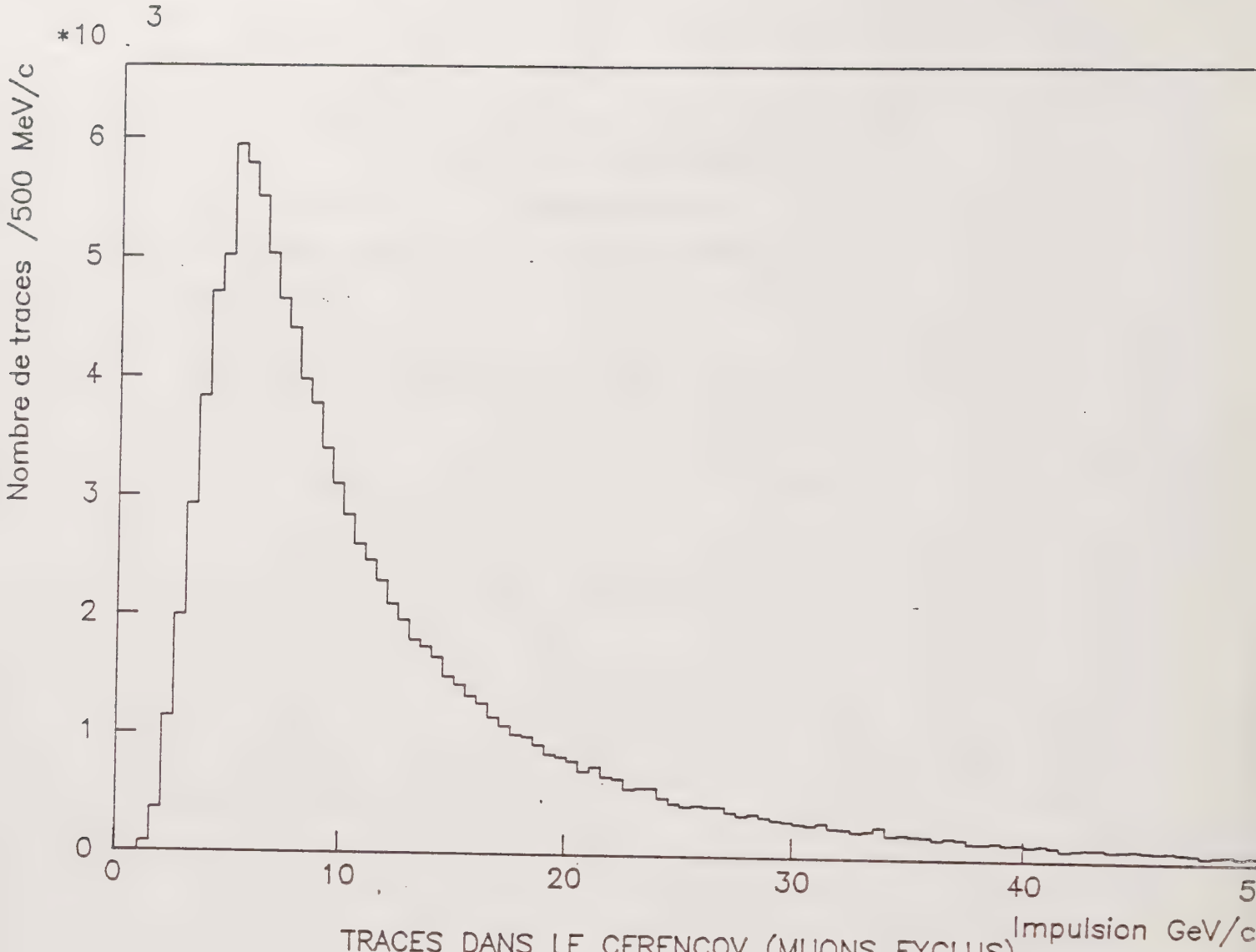


Fig. III 27

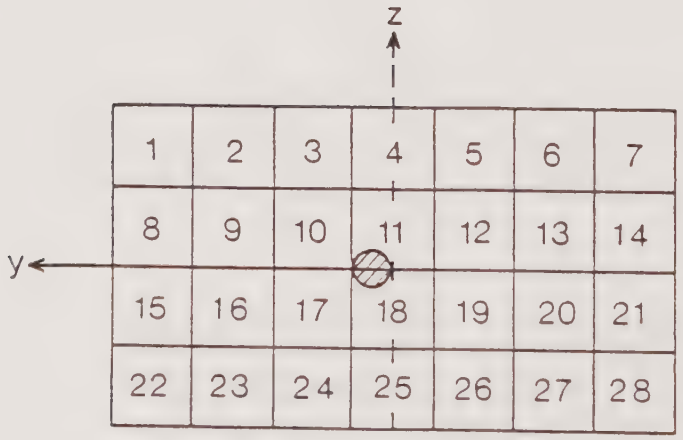


Fig. III 28

La longueur de gaz disponible pour le Cerenkov (1,65 m) ne permettant d'obtenir qu'un faible nombre de photons, nous avons essayé d'optimiser leur utilisation :

a) Pour augmenter l'efficacité aux ultraviolets, éq.(2), les miroirs sont recouverts d'une couche de fluorure de magnésium et les photomultiplicateurs d'une couche absorbant les ultraviolets et réémettant à des longueurs d'ondes plus grandes où l'efficacité des photomultiplicateurs est meilleure.

b) La charge obtenue sur chaque photomultiplicateur a été calibrée pour connaitre le nombre de photoélectrons observés n_o dans chaque cellule.

c) Sur la trajectoire de chacune des traces reconstruites, des photons sont engendrés par tirage aléatoire et suivis jusqu'à la photocathode ; on obtient ainsi le nombre attendu de photoélectrons n_a dans chaque cellule sous les quatre hypothèses : électron, pion, kaon, proton.

Dans les cas simples, la loi de Poisson,éq.(3), donne la probabilité de chaque hypothèse $\mathcal{P}_{n_a}(n_o)$.

3/ Réglage de l'optique et calibration:

a) réglage de l'optique

La cible n'étant pas ponctuelle et le champ magnétique courbant les traces, un programme complexe a été utilisé pour calculer le réglage optimum de l'optique pour des traces simulées.

"programme de génération de photons":

Ce programme engendre, par tirage aléatoire, 50 photons Cerenkov sur la trajectoire d'une trace chargée reconstruite, suivant un angle Cerenkov correspondant à l'hypothèse de masse faite pour la trace et à son impulsion mesurée. Il effectue la réflexion de chaque photon sur les miroirs, les suit jusqu'à la face d'entrée du paraboloide et effectue les réflexions éventuelles à l'intérieur du paraboloide (avec un coefficient d'atténuation de 0,85 à chaque réflexion). Ce même programme est aussi utilisé pour l'analyse des événements expérimentaux.

Pour chaque trace, on connait ainsi le pourcentage de photons atteignant chaque photomultiplicateur et, après calibration, le nombre de photoélectrons attendus sous l'hypothèse donnée.

b/ Calibration des charges électriques :

Sur la face d'entrée du compteur, des diodes électroluminescentes alimentées par un générateur d'impulsions éclairent les miroirs à travers des filtres de façon à n'avoir que quelques photoélectrons par impulsion.

Les spectres de charge obtenus pour différentes intensités lumineuses (fig.III 29 à III 36) montrent un piédestal correspondant à 0 photoélectron et un spectre correspondant à la superposition de 1, 2, ... photoélectrons à cause de la résolution finie du photomultiplicateur. Pour avoir une vérification expérimentale de la validité de la calibration obtenue, deux fonctions indépendantes sont ajustées sur le spectre (contenant $N_T \simeq 40.000$ coups) :

1) une gaussienne $N_p \mathcal{G}\ (x-x_p, \sigma_p)$ sur le piédestal donnant le nombre N_p de fois où aucun photoélectron n'a été observé

2) une courbe de la forme

$$f(x) = N_F \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{P}_{\bar{n}}(n) \frac{1}{c} \mathcal{G}\left(\frac{x-x_p}{c} - n, \sigma_n\right)$$

convolution de la loi de Poisson attendue par la résolution du photomultiplicateur.

c : nombre de canaux par photoélectron

σ_n : résolution pour n photoélectons

Avec l'approximation $\sigma_n = \sigma_1\sqrt{n}$ (ref.15) on obtient donc :

$$f(x) = N_F \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\bar{n}}\,\bar{n}^n}{n!} \; \frac{e^{-\frac{[(x-x_p)/c - n]^2}{2\,\sigma_1^2\,n}}}{\sqrt{2\pi}\,c\,\sigma_1\sqrt{n}} \qquad 5)$$

L'ajustement de la courbe donne :

N_F : nombre de coups avec au moins un photoélectron,

$\bar{n}$: nombre moyen de photoélectrons,

σ_1 : résolution pour un photoélectron,

c : nombre de canaux par photoélectron, qui est la calibration cherchée.

La vérification expérimentale de la validité de l'ajustement est la comparaison de $\bar{n}$ (résultat de l'ajustement 2/) avec

$$\bar{m} = -\ln\left(\frac{N_P}{N_T}\right) \qquad (6)$$

obtenu (cf éq.4) à partir de l'ajustement 1/.

Les graphes des fonctions et les valeurs de $\bar{m}$, $\bar{n}$ et c sont donnés sur les figures III 29 à III 36 pour différentes intensités lumineuses pour les cellules n° 10 (quantacon) et n° 27 (XP2020). Malgré les grandes différences d'éclairement, on voit que l'ajustement est stable à 10 % près.

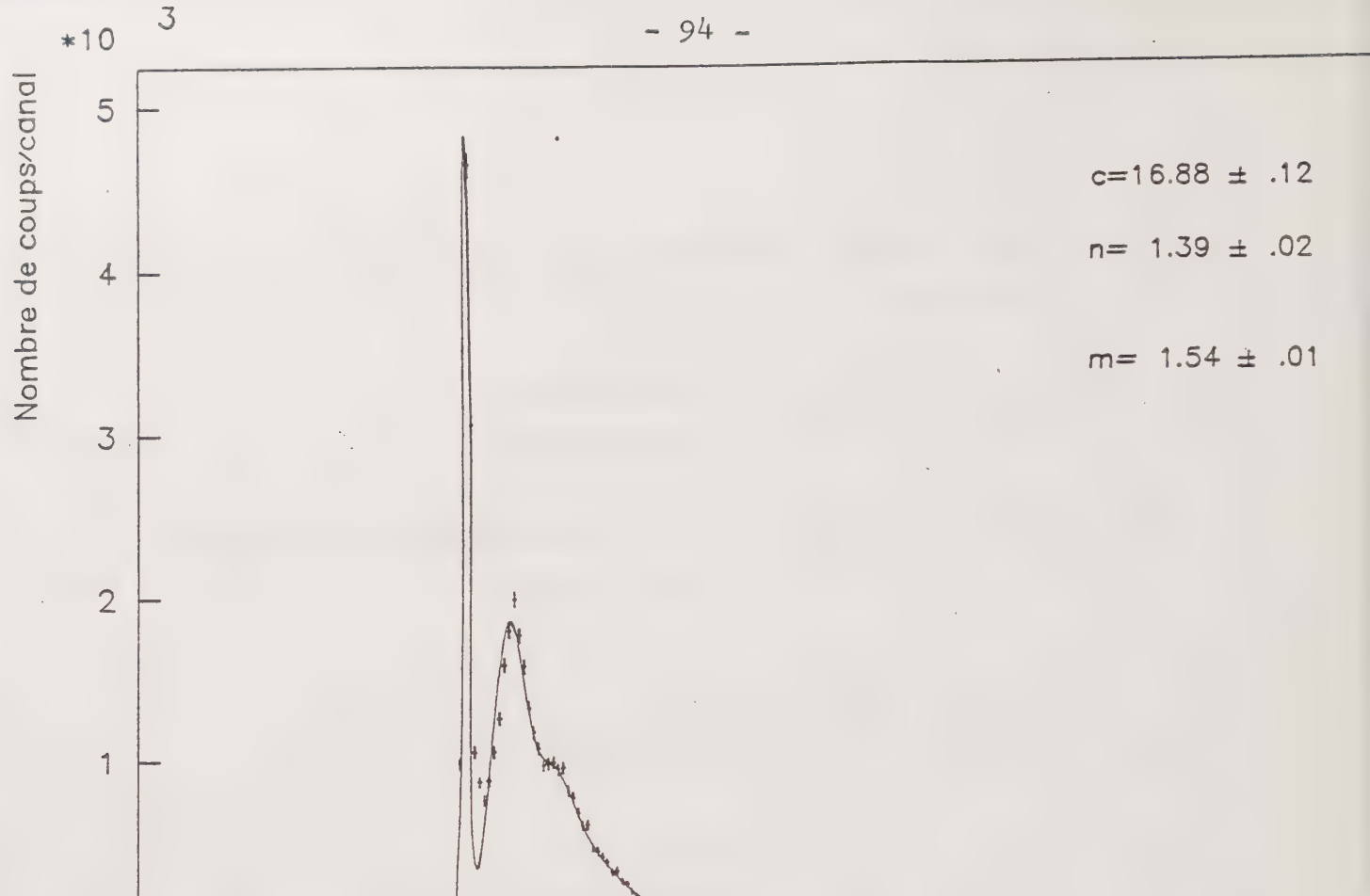


Fig. III 29 CALIBRATION CELLULE 10 ATTENUATION 12dB

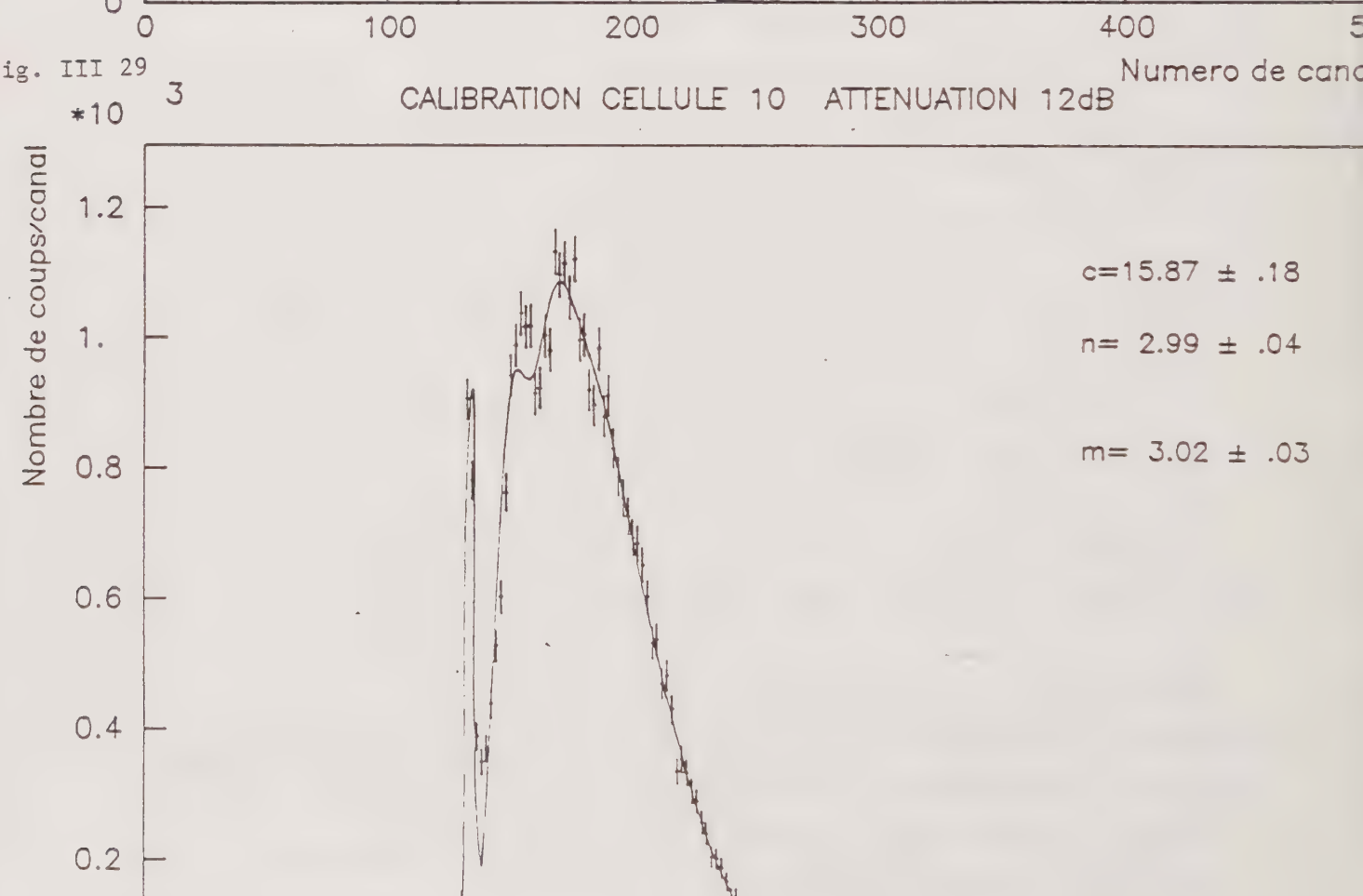


Fig. III 30 CALIBRATION CELLULE 10 ATTENUATION 9dB

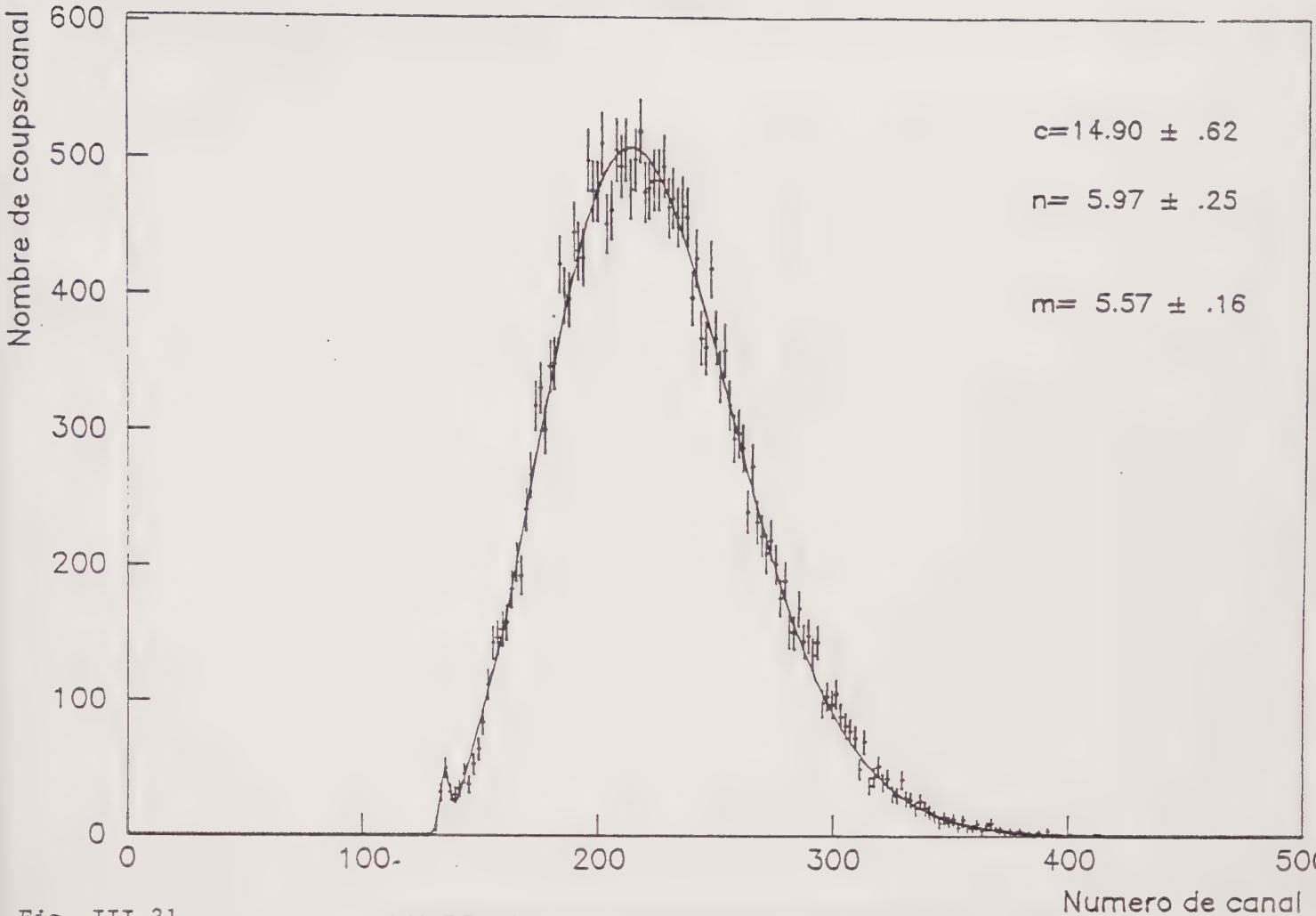


Fig. III 31 CALIBRATION CELLULE 10 ATTENUATION 6dB

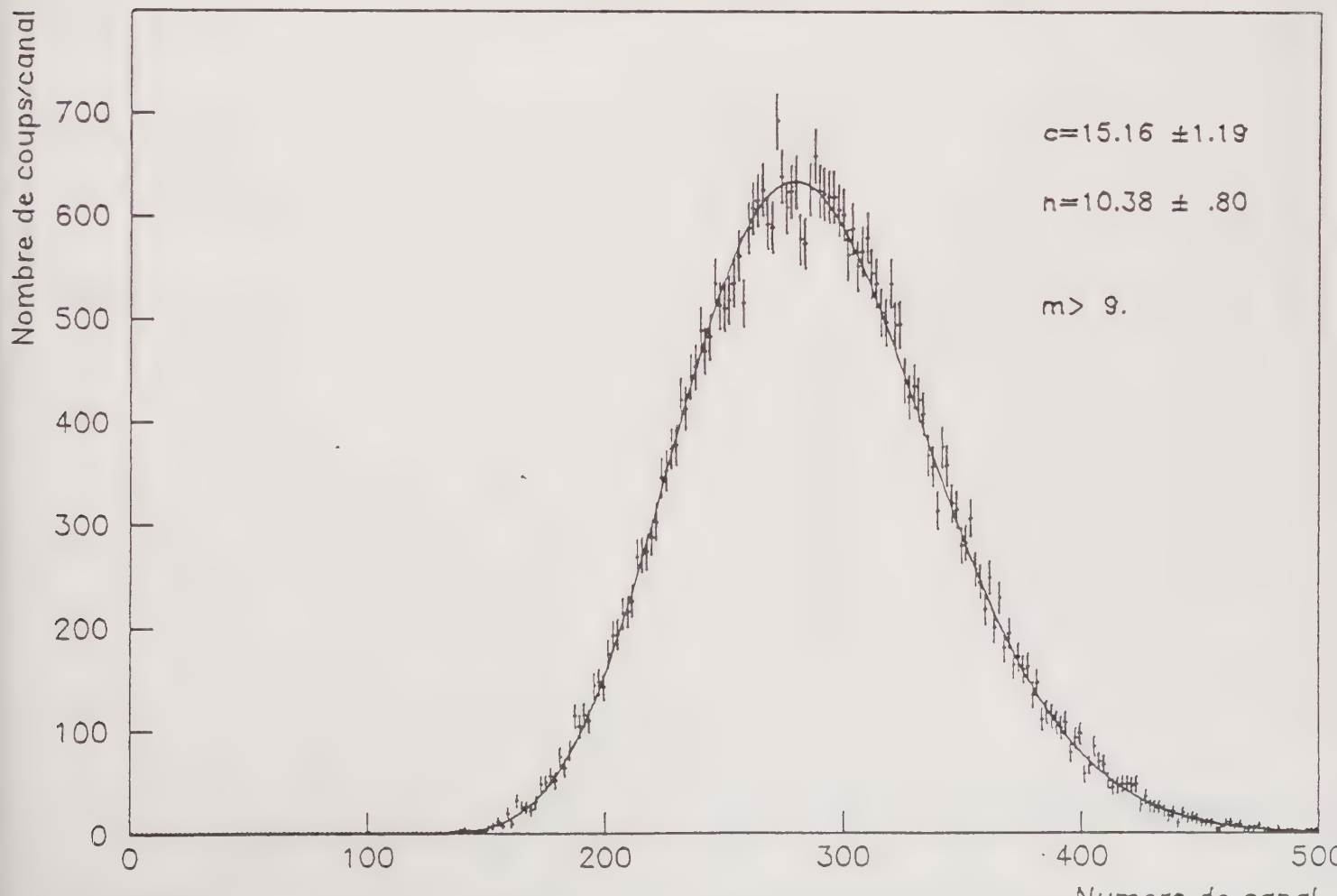


Fig. III 32 CALIBRATION CELLULE 10 ATTENUATION 3dB

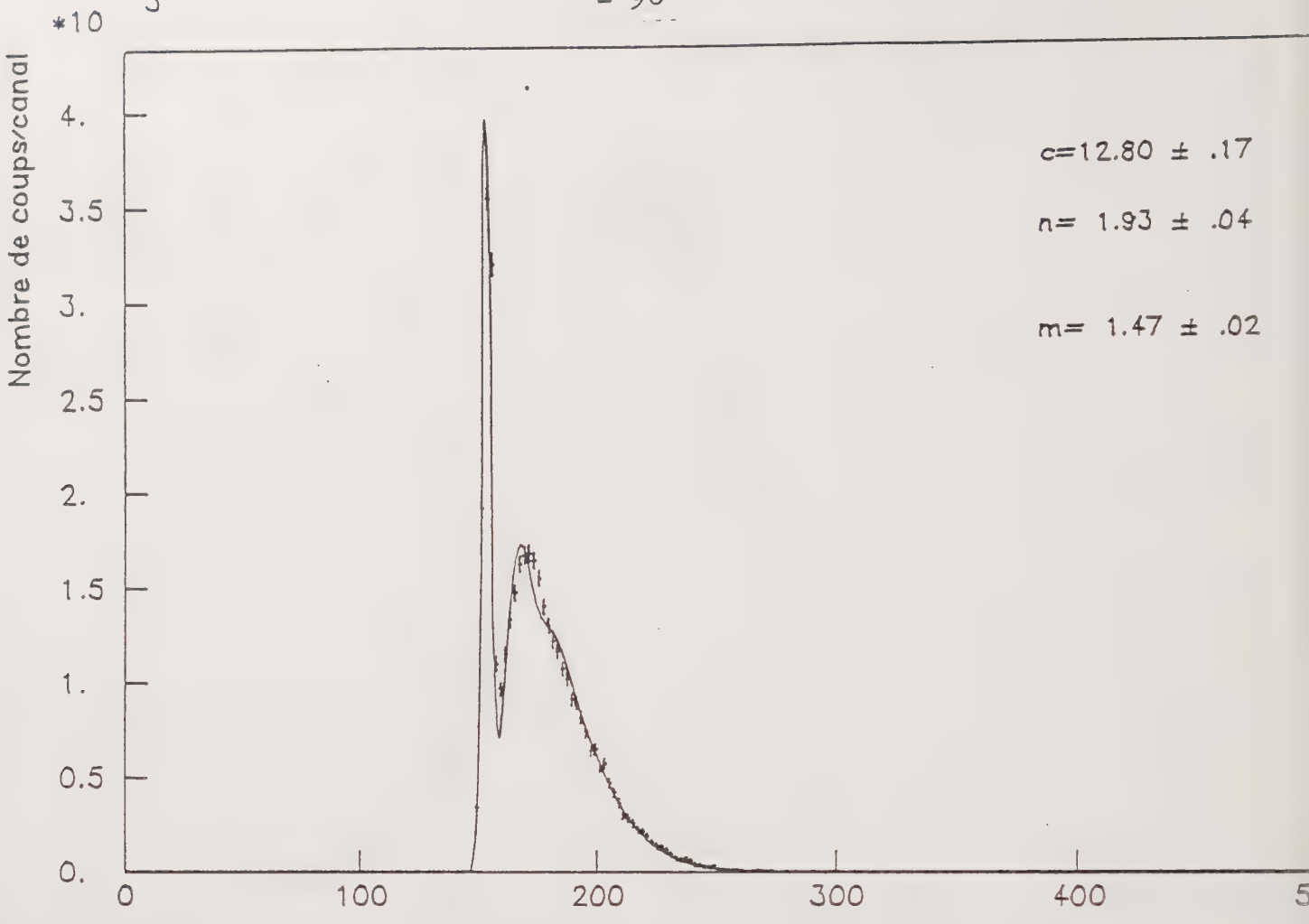


Fig. III 33

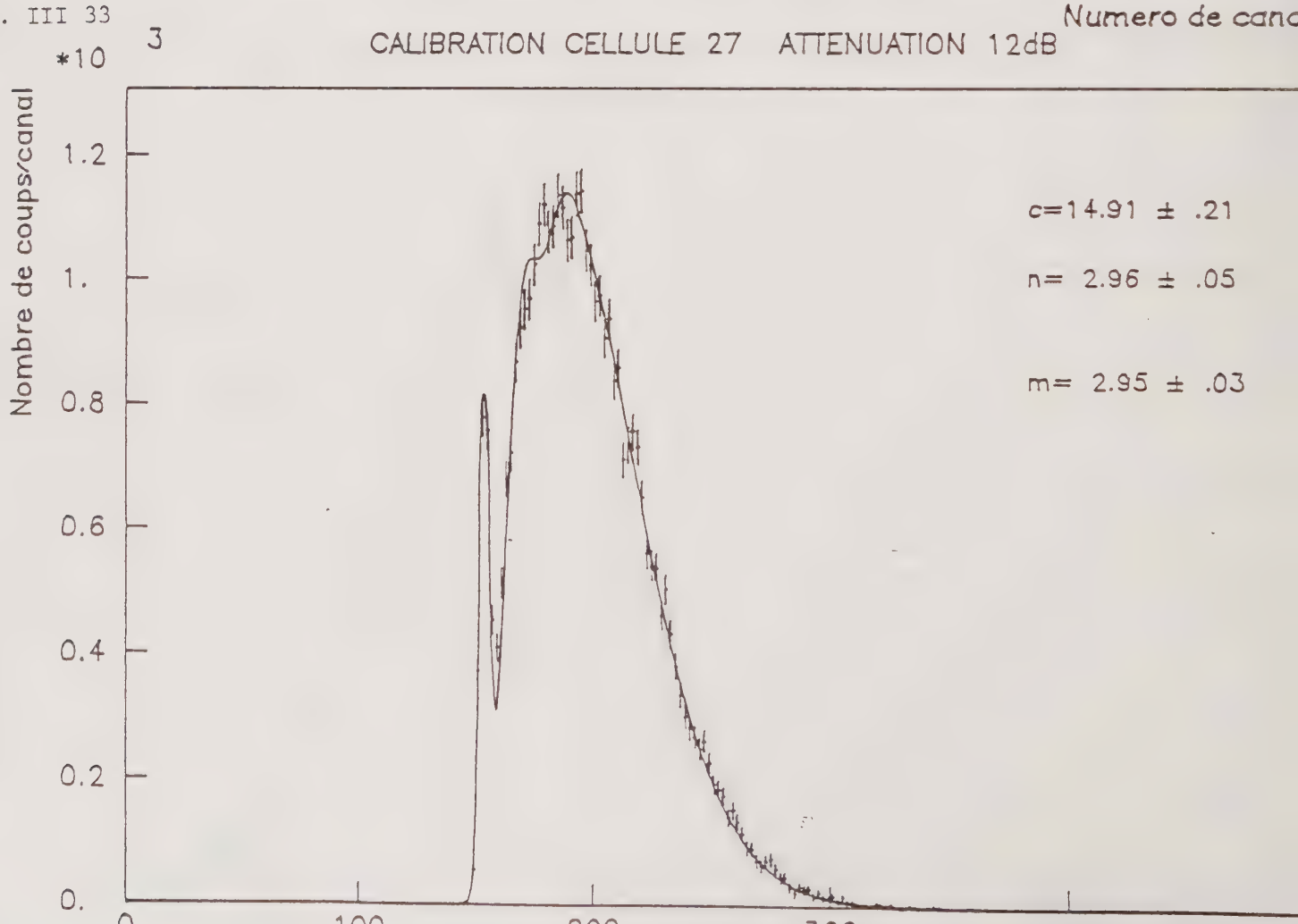


Fig. III 34

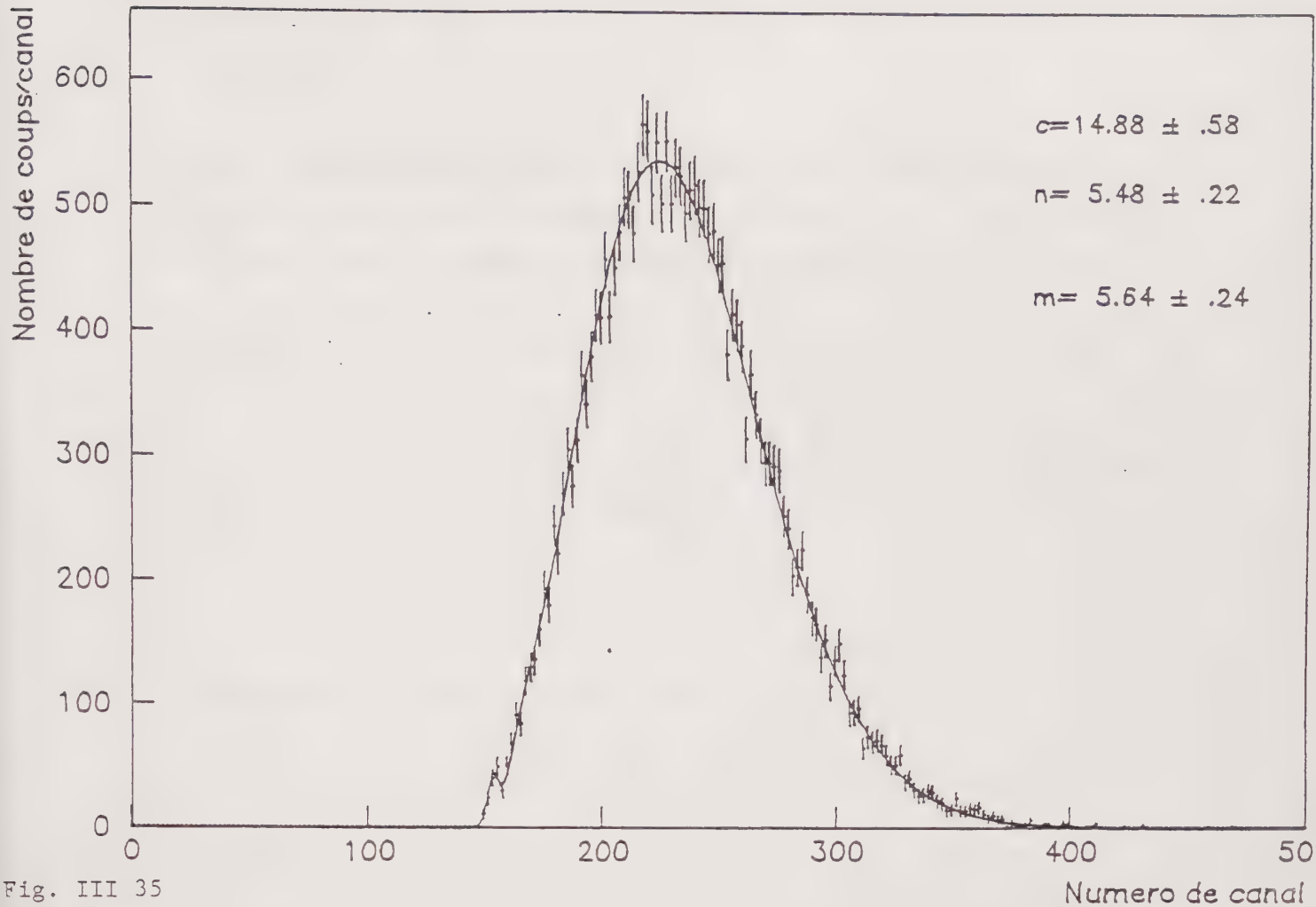


Fig. III 35

CALIBRATION CELLULE 27 ATTENUATION 6dB

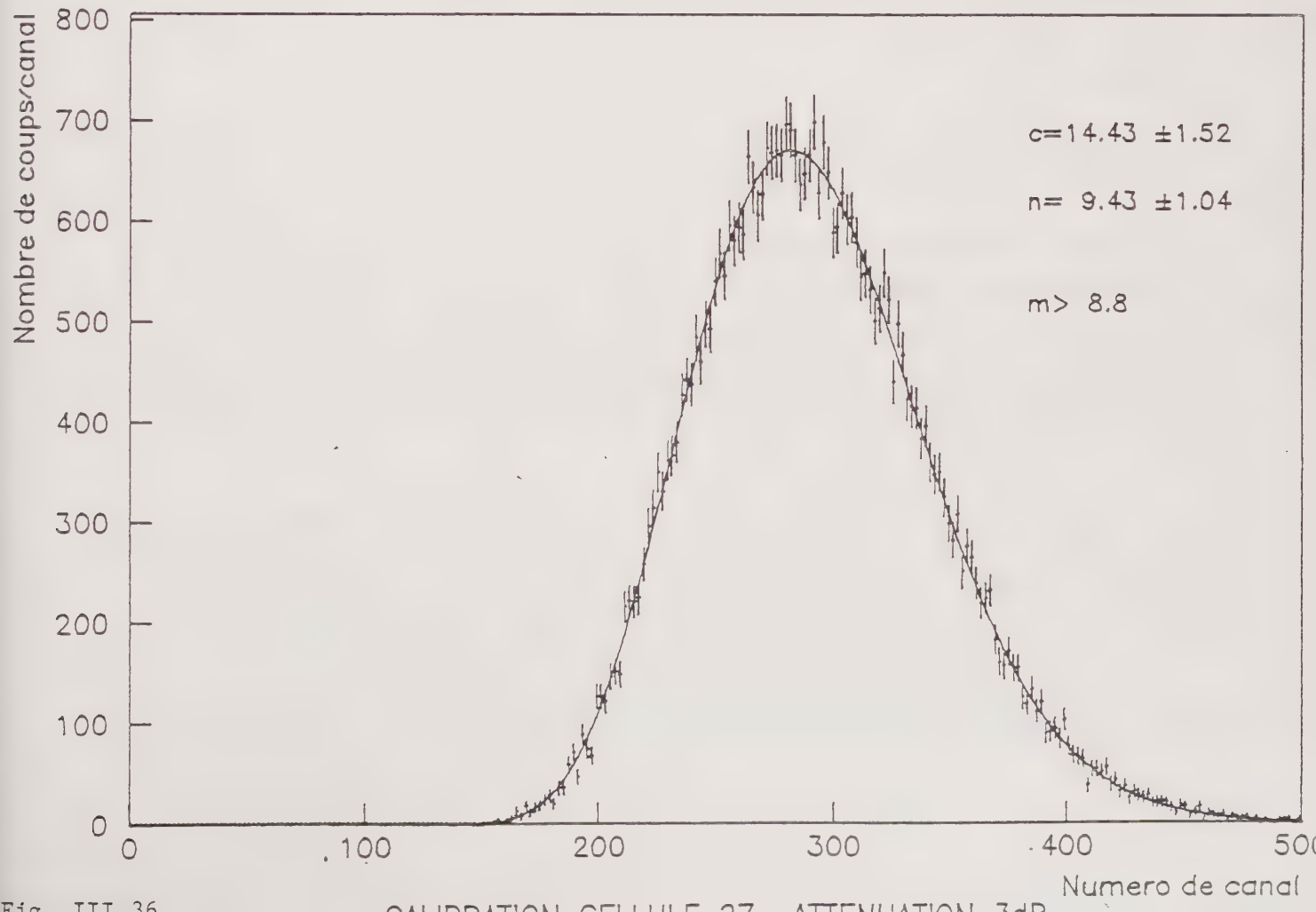


Fig. III 36

CALIBRATION CELLULE 27 ATTENUATION 3dB

Pour l'ensemble des cellules, pratiquement, des valeurs cohérentes (c'est à dire indépendantes de $\bar{n}$) de c sont obtenues pour $2,2 < \bar{n} < 7,5$. Des valeurs de $\bar{n}$ plus faibles que 2,2 ne permettent pas de faire la calibration sur un nombre suffisant de canaux. Des valeurs de $\bar{n}$ plus grandes que 7,5 ne permettent pas d'obtenir c avec une précision suffisante car la forme générale du spectre ne varie plus beaucoup ; de plus il faut alors calculer un grand nombre de termes dans la série (5) et la vérification $\bar{n} \simeq \bar{m}$ ne peut plus être effectuée (car $N_p \simeq 0$ éq.(6)).

On obtient les résolutions suivantes :

$\sigma_1 \simeq 0,40$ photoélectron pour les quantacons
$\sigma_1 \simeq 0,47$ photoélectron pour les XP2020

Le coefficient c permettra d'obtenir le nombre de photoélectrons observés $n = (x - x_p)/c$ à partir de la valeur mesurée x. Cette procédure permettait aussi un contrôle rapide de l'ensemble miroir-photomultiplicateur lors des prises de données.

c/Calibration de l'efficacité :

Pour connaitre le nombre de photoélectrons attendus sous une hypothèse donnée, on doit d'abord mesurer le coefficient A (éq.(2)) qui traduit la réflectivité du miroir, l'efficacité de conversion ultraviolet-visible sur la fenêtre du photomultiplicateur et son efficacité quantique.

Pour cela, on utilise des traces reconstruites identifiées de façon sûre et nettement au-dessus du seuil Cerenkov, principalement des μ venant des désintégrations de ψ (fig. III 1), mais aussi des π de K° (fig. III 22) et des électrons de γ (fig. III 24). On utilise alors le "programme de génération de photons" sous l'hypothèse de masse connue.

On vérifie que ces photons ne se partagent pas sur plusieurs miroirs et qu'aucune autre trace de l'événement ne peut produire de photons arrivant sur ce photomultiplicateur.

On obtient ainsi une valeur de A indépendante des pertes éventuelles d'optique géométrique ; elle vaut par exemple 130 phél/cm pour la cellule 10, 80 phél/cm pour la cellule 27, 91 phél/cm pour la moyenne des cellules. La figure III 26 donnait le nombre de photoélectrons attendus pour A = 100 d'après l'éq. (2). Pour les traces μ considérées, l'efficacité moyenne d'optique géométrique est de 85 %

4/ Analyse d'un événement expérimental :

a) Pour éviter toute ambiguité, on commence par appeler le "programme de génération des photons" pour toutes les traces chargées reconstruites traversant le compteur Cerenkov (62 % du total), sous l'hypothèse électron (nombre maximum de photons possible). Leur spectre d'impulsion était donné fig. III 27.

b) On rejette les traces dont aucun photon n'atteint les photomultiplicateurs (9,7 %).

c) On regarde les cellules où des photoélectrons ont été engendrés (n_{ge}) mais aucun observé (9,2 %). Pour la ou les traces contribuant à ces cellules on donne alors une probabilité 1 aux hypothèses correspondant à un seuil Cerenkov supérieur à l'impulsion de la particule et une probabilité :

$$\mathcal{P}_{n_{ge}}(0) = e^{-n_{ge}}$$

à l'hypothèse électron,

$$\mathcal{P}_{n_{g\pi}}(0) = e^{-n_{g\pi}}$$

à l'hypothèse π éventuellement...

On supprime alors tout photon engendré par ces particules dans une cellule voisine.

d) On cherche alors les traces qui ont donné des photons dans une seule cellule et qui étaient seules à en donner dans cette cellule (18,7 %). On donne une probabilité 0 aux hypothèses correspondant à un seuil Cerenkov supérieur à l'impulsion de la particule ; une probabilité $\mathcal{P}_{n_{ge}}(n_o)$, $\mathcal{P}_{n_{g\pi}}(n_o)$ ... aux autres.

e) On regarde les traces qui ont donné des photons dans plusieurs cellules. Dans les cellules où cette trace était seule à contribuer, on somme les nombres de photoélectrons engendrés n_{ge}, $n_{g\pi}$, les nombres de photoélectrons observés n_o et on calcule les probabilités comme en d/.. (10,8 % du total).

f) Il reste 13.6 % de traces non identifiables (plusieurs traces dans la même cellule).

Pour un événement, la probabilité d'avoir observé des photons dans une cellule est (en % dans la figure III 28)

2	8	11	12	11	8	2
6	19	49	56	46	19	6

Pour chaque trace, on indique à quelle catégorie (a/ à f/) elle appartient et on donne les valeurs des probabilités dans différentes hypothèses.

Pendant l'analyse, on peut identifier les particules à partir de ces probabilités en fonction de la contamination que l'on peut admettre.

Si on appelle

$$R = \frac{\text{nombre de traces identifiées}}{\text{nombre total de traces (sauf } \mu \text{ du } \psi)}$$

on obtient par exemple :

- le spectre d'impulsion des électrons définis par $\mathcal{P}(e)/\mathcal{P}(\pi)>10$ à la fig. III 37
- le spectre d'impulsion des kaons définis par $\mathcal{P}(k)/\mathcal{P}(\pi)>10$ à la fig. III 38

On voit la montée de R entre 5 et 9 GeV/c due aux ambiguités entre l'hypothèse K (pas de photons) et l'hypothèse π (un π ayant engendré moins de trois photoélectrons donne plus de 10 % de probabilité d'en observer zéro ; pour ces faibles impulsions, les pertes d'optique géométrique sont encore importantes et s'ajoutent à l'effet de seuil (fig. III 26). La brusque décroissance de R de 12 % à 6 % à 17 GeV/c est due au fait que les K commencent à donner des photons et ne sont plus confondus avec le protons. Plus haut, π et K donnant un nombre voisin de photons, R decroit lentememnt au-dessus de 25 GeV/c.

Sur la figure III 39 on voit les protons identifiés sans photons entre 17 et 32 GeV/c ($R \simeq 6$ % correspondant à l'effet observé sur la fig. III 26, puis avec des photons au-dessus de 32 GeV/c ; la différence ($\simeq 1$ %) correspond à l'inefficacité géométrique (elle croit à cause du disque mis sur le faisceau).

Une vérification expérimentale de la qualité d'identification des K est obtenue en reconstruisant le $\varphi(1020)$ à partir de sa désintégration en K+K- ; la statistique élevée de la figure III 40 a été obtenue par un déclenchement spécial de l'expérience utilisant le compteur Cerenkov (ref. 16).

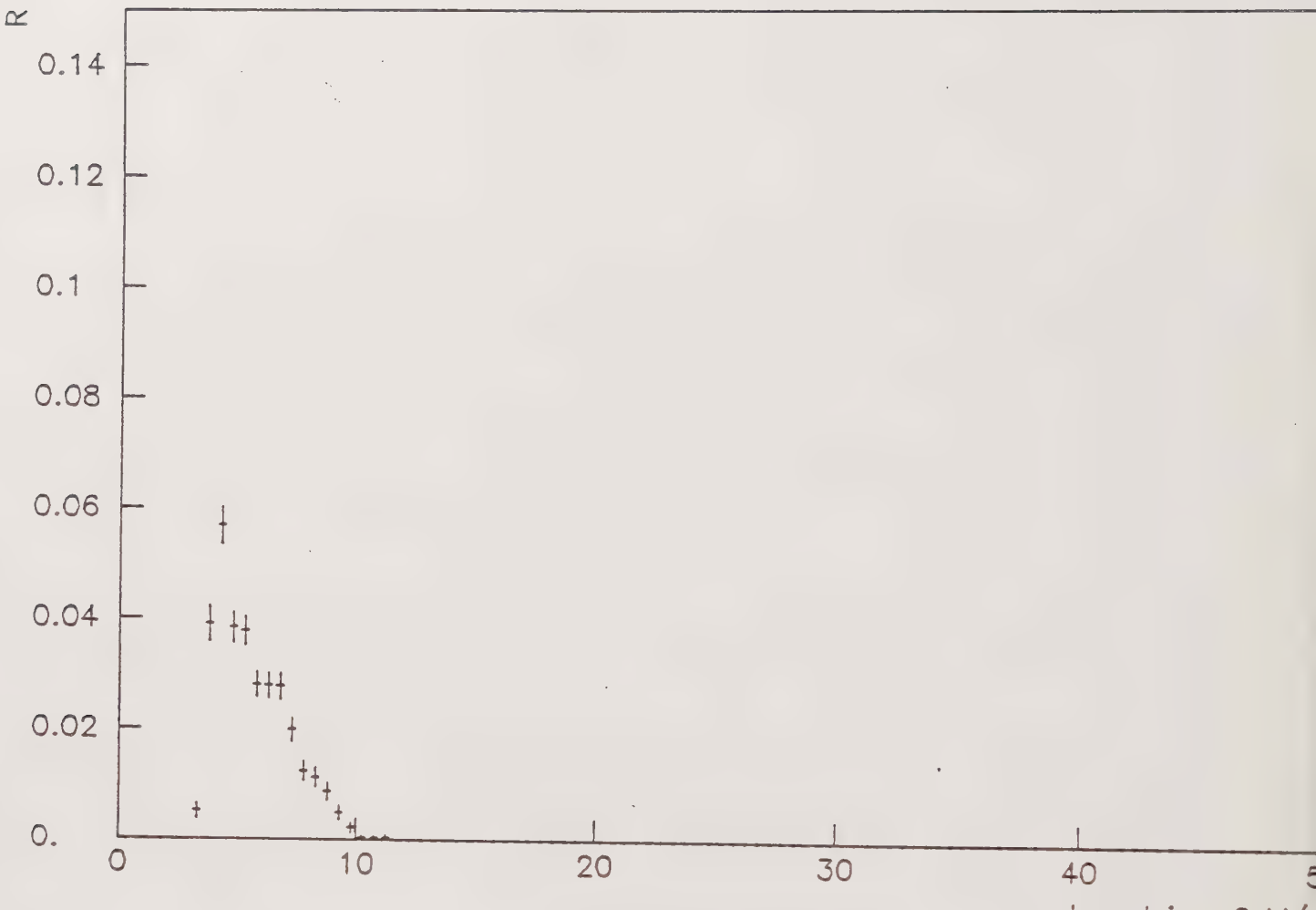

R
0.14
0.12
0.1
0.08
0.06
0.04
0.02
0.
0
10
20
30
40
Impulsion GeV/
ELECTRONS IDENTIFIES

Fig. III 37

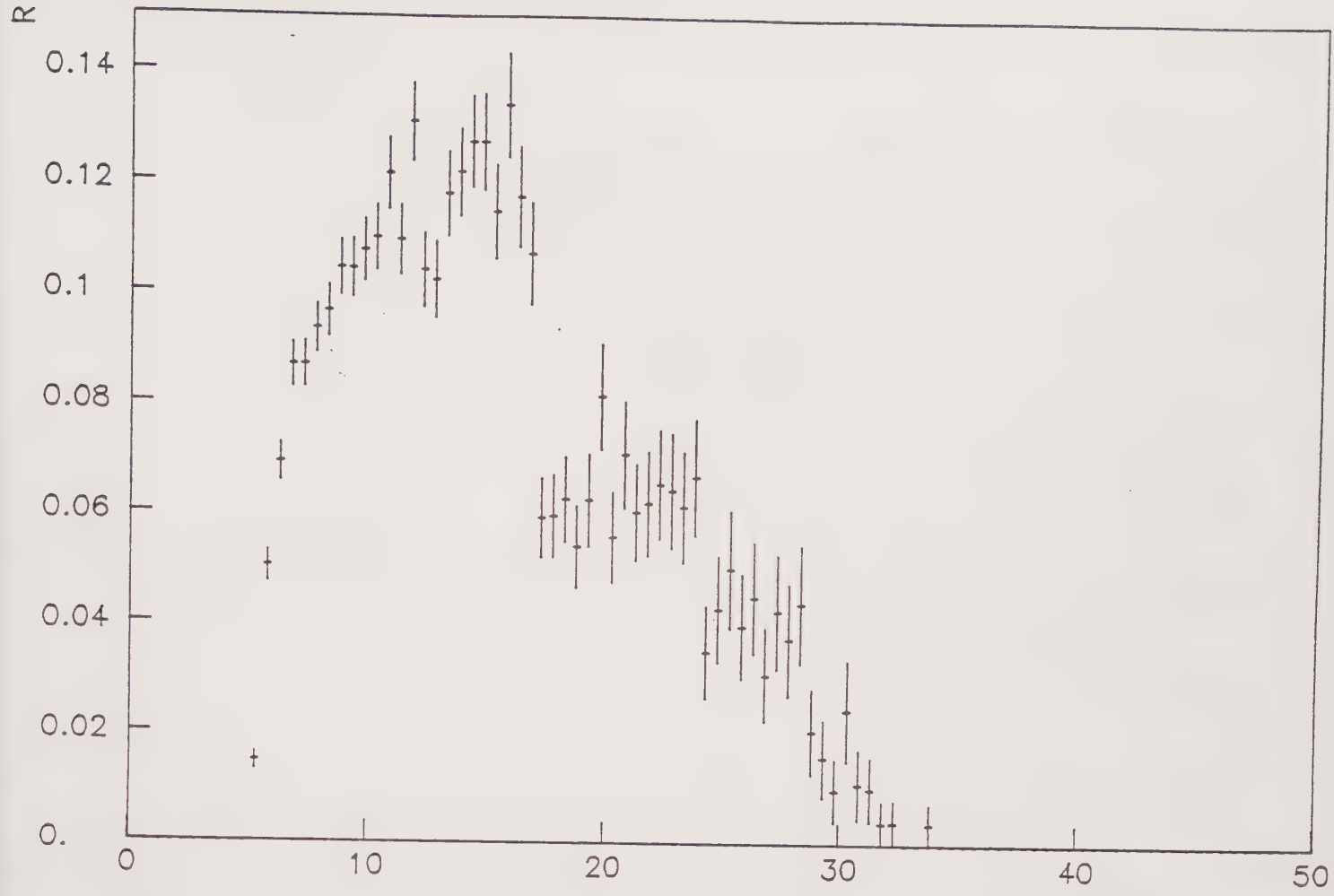
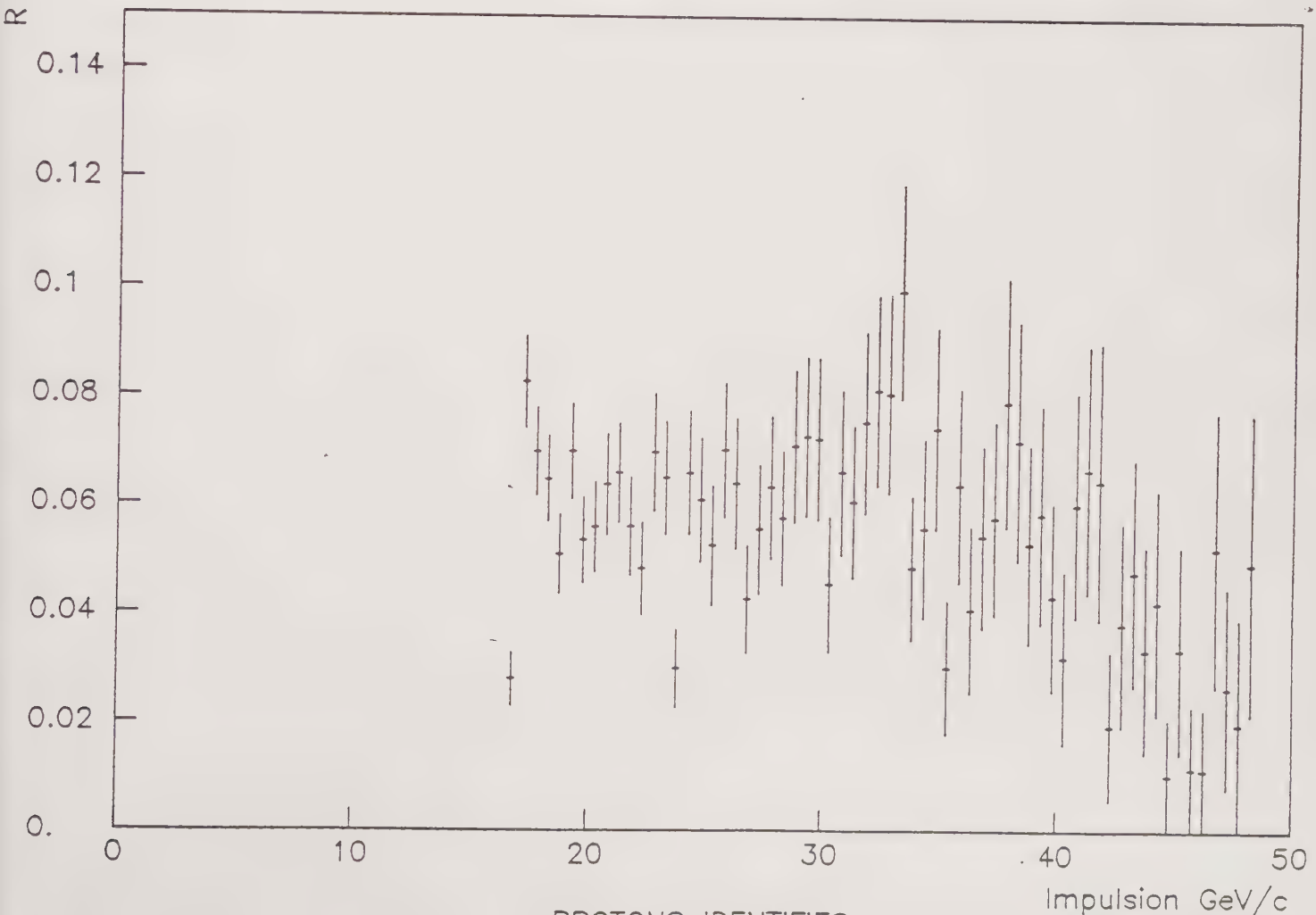


Fig. III 38

KAONS IDENTIFIES



PROTONS IDENTIFIES

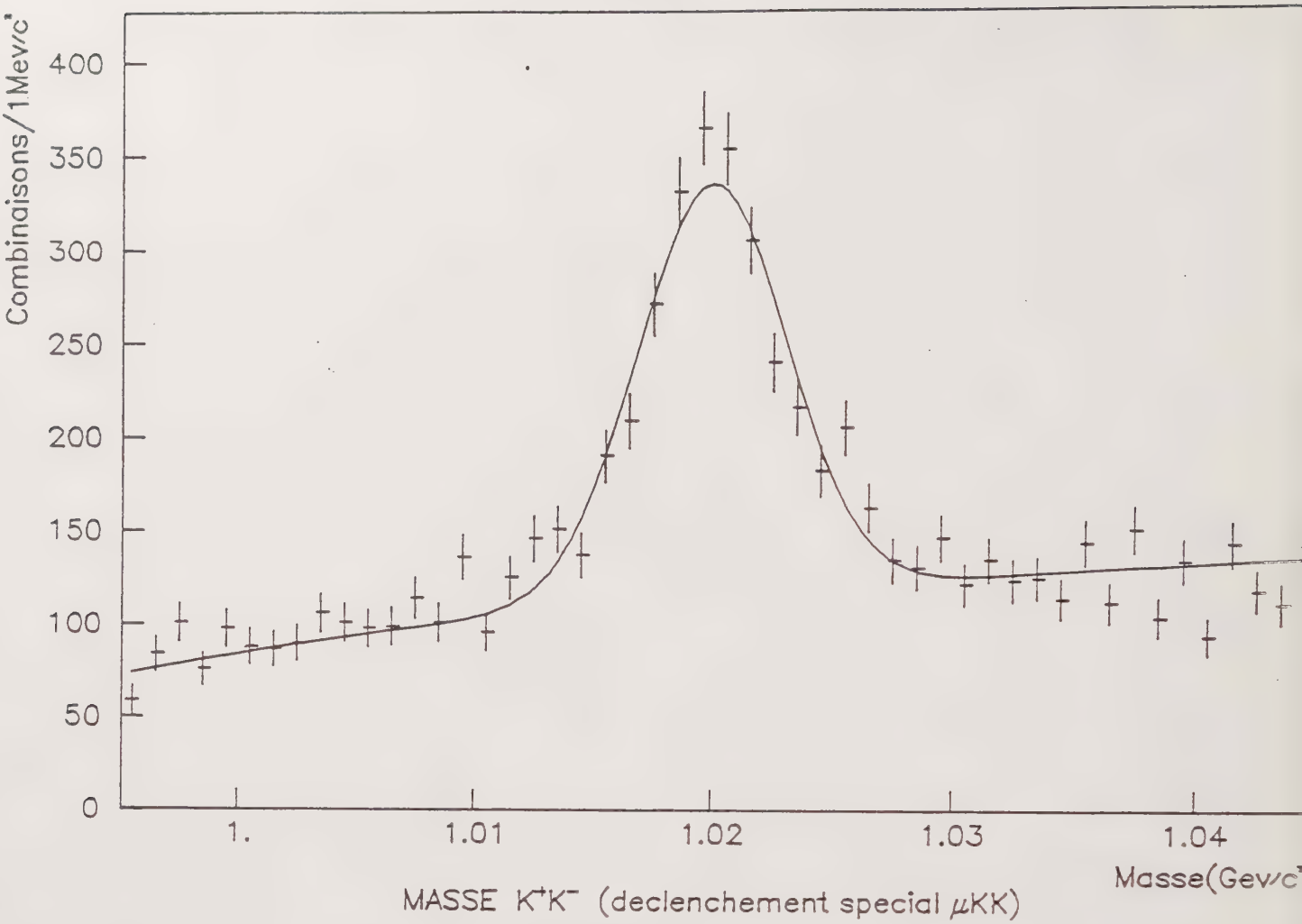

Combinaisons/1Mev/c²
400
350
300
250
200
150
100
50
0
1.
1.01
1.02
1.03
1.04
Masse(Gev/c²)
MASSE K⁺K⁻ (declenchement special μKK)

Fig. III 40

Chapitre IV

ETATS LIES $Q\bar{Q}$, CHARMONIUM

Dans ce chapitre, nous décrirons l'observation dans notre expérience d'états liés quark-antiquark sans saveur apparente ($Q\bar{Q}$), par leur désintégration en $\mu^+\mu^-$: nous mesurerons ainsi des états liés formés de tous les quarks connus : $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

Une étude plus détaillée sera faite pour les quarks de masse élevée, découverts récemment, avec le $\psi(c\bar{c})$ et le $T(b\bar{b})$. Les états excités de ces systèmes sont connus ; dans notre expérience, l'observation des états excités du ψ (charmonium) et de leurs désintégrations en ψ ("cascades"), doit permettre de calculer la proportion des ψ produits directement.

Dans les chapitres suivants, nous utiliserons :

1) pour les interactions électromagnétiques et faibles, le modèle de Glasnow-Weinberg-Salam (réf.17) utilisant le mécanisme de Glashow-Illiopoulos-Maiani (réf.18) pour les couplages des 4 quarks u,d,s,c (décrits au chapitre V). Il sera généralisé aux couplages des 6 quarks u,d,s,c,b,t par la paramétrisation de Kobayashi-Maskawa (réf.19) au chapitre VI .

2) pour les interactions fortes, nous nous placerons dans le cadre de la chromodynamique quantique qui sera symbolisée par le sigle "QCD" par la suite. Une description claire en a été donnée par Feynmann (réf.20). Nous utiliserons essentiellement

le fait que les quarks ont 3 couleurs (R,B,V) et interagissent par échange de gluons (8 gluons : $R\bar{B}$, $B\bar{R}$, $R\bar{V}$ ...) analogues au photon de l'électrodynamique ; pour les énergies qui nous intéressent la constante de couplage n'est pas trop élevée $\alpha_s \sim 0,2$ et permet certains développements perturbatifs.

Assez rarement, nous utiliserons la variation de α_s en fonction de l'énergie :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(11N - 2f)\ \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

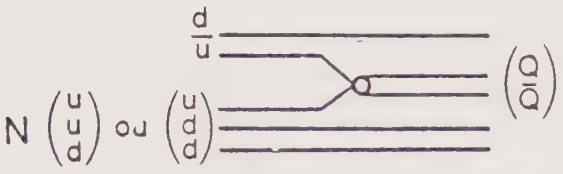
Avec N=3 ($SU(N) = SU(3)_{couleur}$) et f=4,5 (nombre de saveurs), on obtient une décroissance de α_s en fonction de l'énergie (liberté asymptotique). Mais expérimentalement, cette décroissance et la valeur de Λ sont encore incertaines ($\Lambda \simeq 150$ MeV).

I - Introduction :

1) Le déclenchement $\mu^+\mu^-$ de notre expérience permet d'observer la désintégration des états liés quark-antiquark ($Q\bar{Q}$) couplés au photon et donc de $J^{PC} = 1^{--}$:

2) Le mécanisme de production de ces états liés fait intervenir une collision entre partons contenus dans la cible (dans les nucléons du béryllium) et dans le projectile (faisceau de π^-). Ces mécanismes qui seront précisés au chapitre VII, sont essentiellement :

- la fusion quark (du Be), antiquark (du π^-) :



- la fusion de gluons de la cible et du projectile :

3) Nous avons pu ainsi mesurer dans notre expérience des états sans saveur apparente ($Q\bar{Q}$), formés de toutes les saveurs connues actuellement, par leur désintégration en $\mu^+\mu^-$:

a) figure IV 1 :

- le ω (783 MeV/c^2) correspondant à la combinaison $\frac{u\bar{u} + d\bar{d}}{\sqrt{2}}$,
- le ρ (770 MeV/c^2, largeur 158 MeV/c^2) correspondant à la combinaison $\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}$,
- le φ (1020 MeV/c^2) qui est essentiellement formé de quarks étranges : $s\bar{s}$.

b) figure IV 2 :

- le ψ (3100 MeV/c^2) et le ψ' (3686 MeV/c^2) formés de quarks charmés : $c\bar{c}$

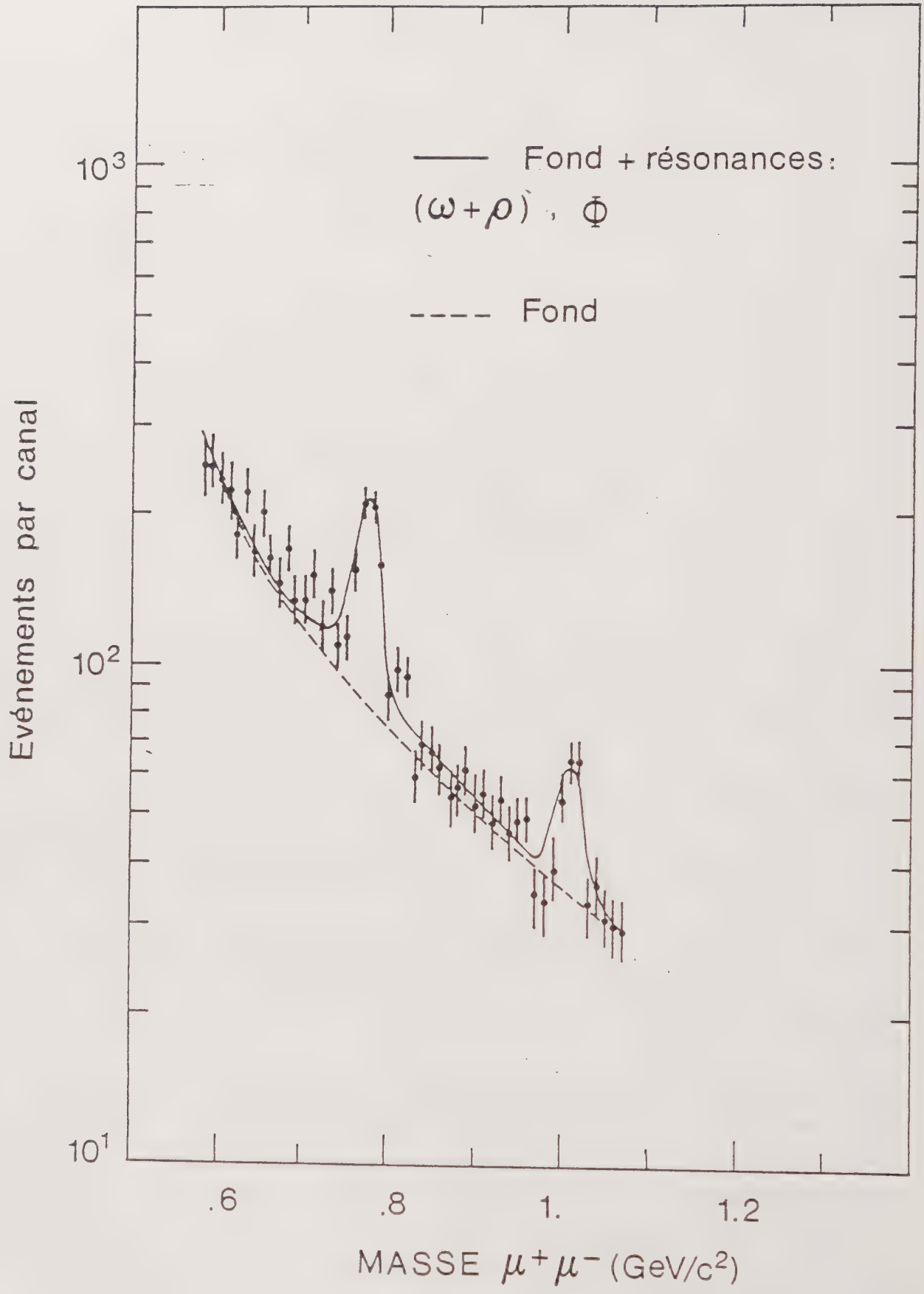

Fond + résonances:
$(\omega+\rho)$, Φ
Fond
10^3
10^2
10^1
Evénements par canal
.6
.8
1.
1.2
MASSE $\mu^+\mu^-$ (GeV/c^2)

Fig. IV 1

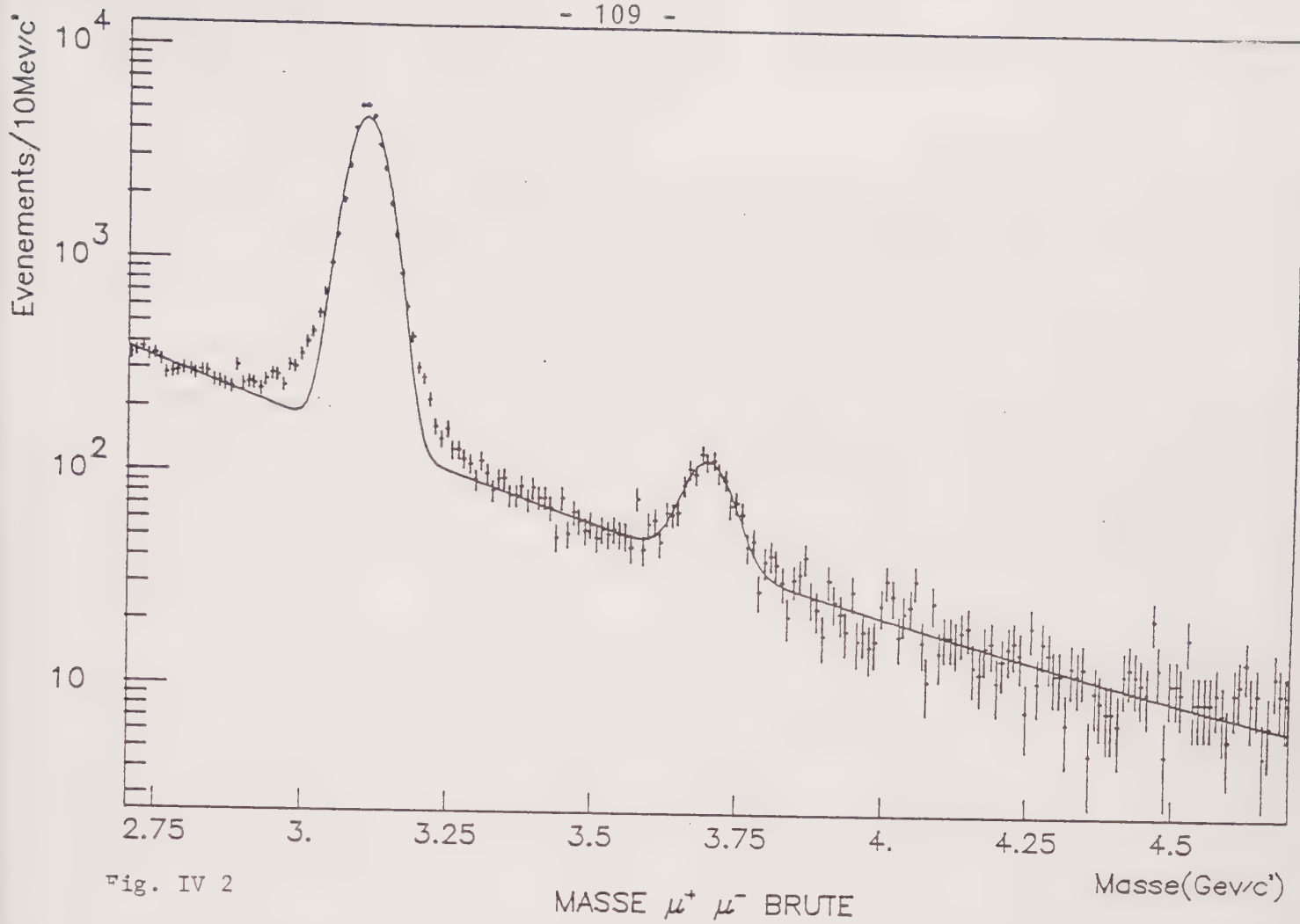


Fig. IV 2

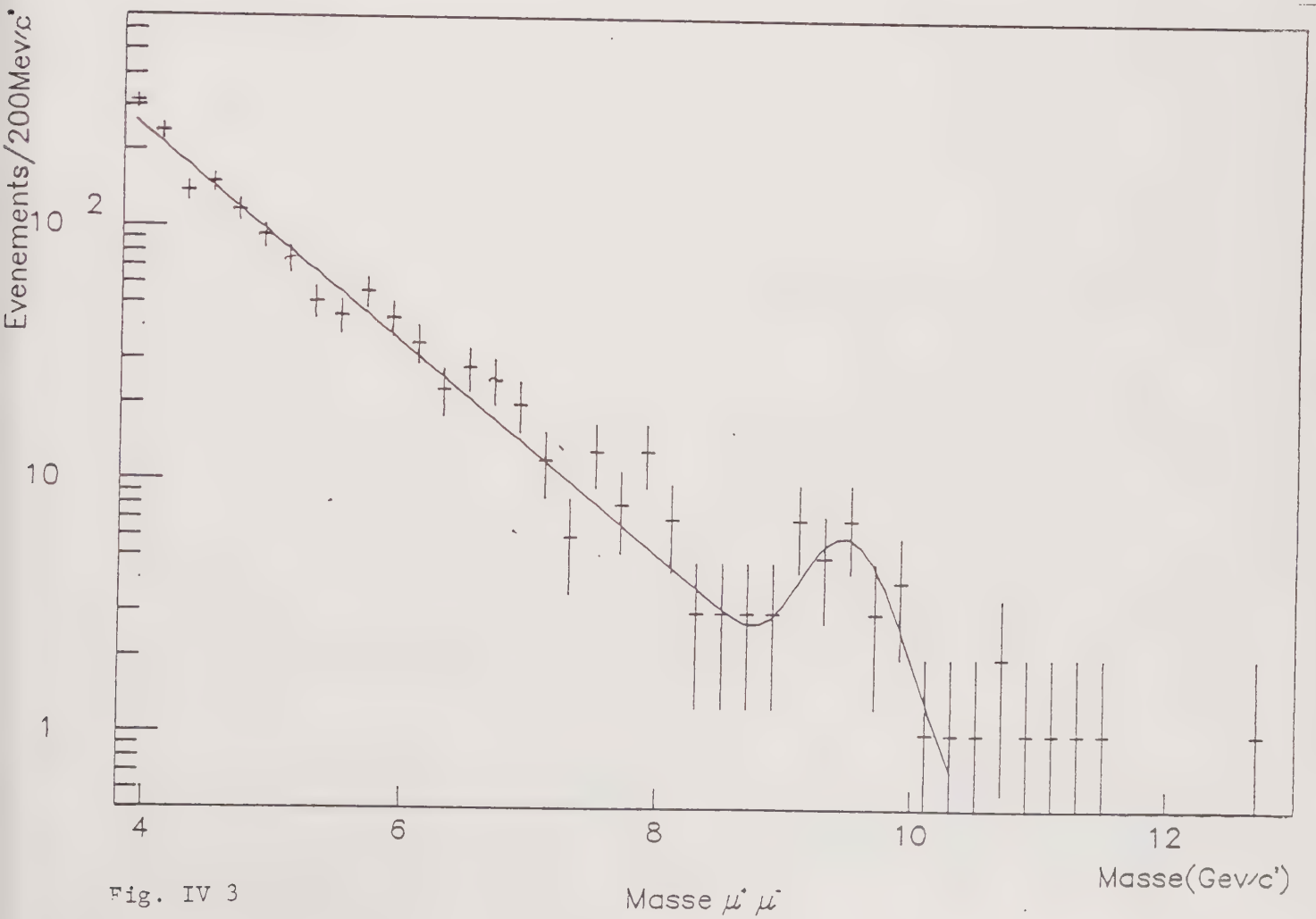
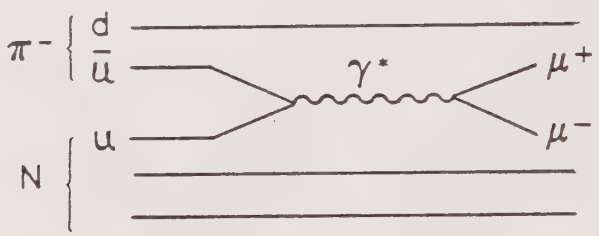


Fig. IV 3

c) figure IV 3 :

- le T (9460) MeV/c^2) formé de quarks beaux : $b\bar{b}$.

Le fond physique observé sous les signaux dans ces spectres correspond à la production directe de photons virtuels, principalement par annihilation de l'antiquark du π^- incident avec un quark du nucléon cible (mécanisme de Drell-Yan, réf. 21) :



Mais à basse masse $\mu^+\mu^-$, une pollution importante provient des désintégrations ($\pi \rightarrow \mu\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$).

II - <u>Résonances de basse masse $\mu^\pm\mu^-$</u> (figure IV 1)

Ces événements sont normalement éliminés par le déclenchement diagonal et la coupure en masse $\mu^+\mu^-$ à 2 GeV/c^2 du filtre.

Mais, pendant quelques heures de prise de données, le déclenchement diagonal a été supprimé pour pouvoir enregistrer les résonances. Nos résultats ont été présentés à la conférence de Tokyo (réf. 22). L'ajustement des résonances sur la figure IV 1 donne :

$N\rho = 529 \pm 200$
$N\omega = 621 \pm 60$
$N\varphi = 127 \pm 20$

Les rapports de branchement en e+e- pris dans les tables sont alors utilisés comme rapports de branchement en $\mu+\mu-$ (hypothése de l'universalité e-μ) :

$$B\ (\rho \rightarrow \mu+\mu-) = 4,3\ 10^{-5}$$
$$B\ (\omega \rightarrow \mu+\mu-) = 7,6\ 10^{-5}$$

On obtient donc pour le rapport des sections efficaces de production :

$$\frac{\sigma_\rho}{\sigma_\omega} = \frac{N\rho B\ (\omega \longrightarrow \mu+\mu-)}{N\omega B\ (\rho \longrightarrow \mu+\mu-)} = 1,5 \pm 0,6$$

III - Le ψ (3100) :

L'étude des particules produites en association avec cette résonance est le but de notre expérience.

1) Propriétés générales des désintégrations du ψ:

Cette nouvelle particule a été découverte à Brookhaven dans la réaction pp -> $J \hookrightarrow e^+e^-$ X par Aubert et al., (réf. 23) et à Stanford dans la réaction e+e- $\rightarrow \psi$ par Augustin et al., (réf. 24). D'où le nom J/ψ qui lui a été donné.

Dans cette thèse, elle sera notée simplement ψ par souci de cohérence : ses excitations sont appelées de façon universelle ψ',ψ''...

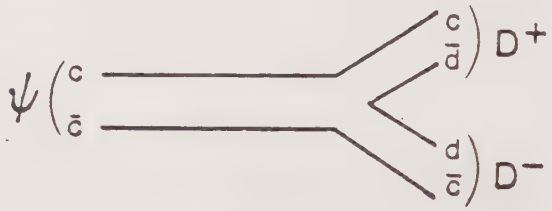
L'interférence observée à Stanford entre ψ et γ^* montre que ses nombres quantiques sont $J^{pc} = 1^{--}$.

Sa faible largeur totale ($\Gamma = 63 \pm 9$ keV/c^2) montre qu'il ne peut être formé des quarks légers (u, d, s) connus. Le nouveau quark c correspond au quark attendu par Glashow- Illiopoulos-

Maiani, (ref.18) pour compléter les doublets :

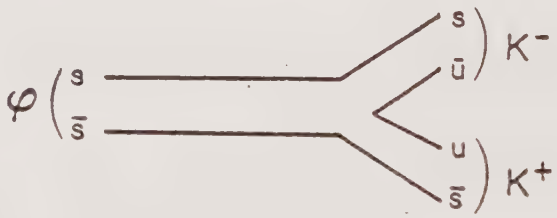
$$e_Q = 2/3 : \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$$
$$e_Q = 1/3 :$$

La masse du ψ est inférieure à la masse d'un système $(c\bar{d})$ $(d\bar{c})$: une désintégration du type



est impossible car elle aurait donné un ψ plus large.

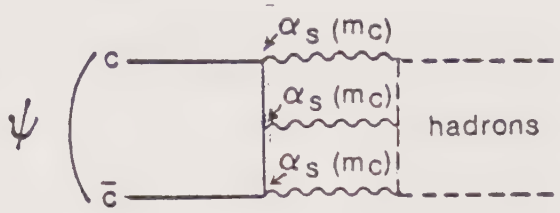
C'est le cas pour le φ $(s\bar{s})$ dont la masse (1020 MeV/c²) est plus grande que 2 fois la masse du $K(s\bar{u})$ (494 MeV/c²) d'où la désintégration principale



et une largeur totale de 4100 keV/c².

Il reste alors pour le ψ des désintégrations interdites par la règle empirique de Okubo-Zweig-Iizuka (ref.25) qui interdit les diagrammes disconnectés du type

Dans le cas précis de ces désintégrations, cette règle peut être interprètée dans le cadre de QCD par la nécessité de passer par un état intermédiaire avec au moins 3 gluons :



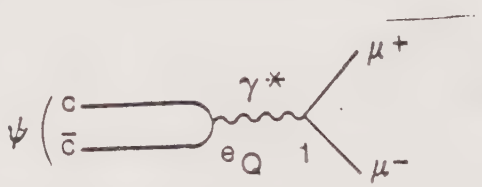
La constante de couplage $\alpha_s(m_c) \simeq 0,2$ est assez faible à
se de la liberté asymptotique.

n état intermédiaire à un gluon est exclu par la conservation de couleur
n état intermédiaire à 2 gluons est exclu par la conservation de C
C = -1 pour le ψ et pour le gluon).

On a donc un couplage en $\alpha_s^3(m_c) \simeq 8\ 10^{-3}$. On peut remarquer qu'il est du même ordre de grandeur qu'un couplage électromagnétique $\alpha = 1/137$!

Ceci est confirmé par la mesure des largeurs partielles électromagnétiques $\Gamma_{e^+e^-} = \Gamma_{\mu^+\mu^-} \simeq 4,4\ keV/c^2$ donnant des rapports de branchement élevés :

$$B(\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{\Gamma_{\mu^+\mu^-}}{\Gamma_{tot}} \simeq 7 \pm 1\ \% \text{ pour}$$



(1)

Ces largeurs partielles permettent la mesure de la fonction d'onde à l'origine du système $c\bar{c}$:

$$\Gamma_{ee} = 16\pi \frac{\alpha^2 e_Q^2}{M_\psi^2} |\ \psi(o)\ |^2 \longrightarrow |\ \psi(o)\ |^2 \simeq 4,10^{-2}\ GeV^3$$

Pour comparaison, la figure IV 4 montre la variation de la valeur de fonction d'onde à l'origine en fonction de la masse des systèmes $Q\bar{Q}$ considérés.

Les valeurs des charges et les largeurs Γ_{ee} expérimentales utilisées sont :

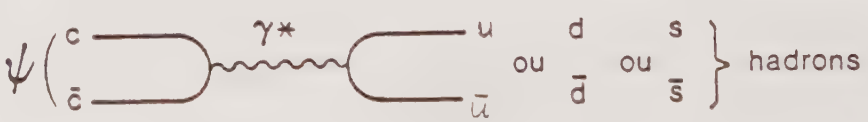
$$\begin{cases} \rho = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) & e_Q^2 = \left|\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{2}{3}+\frac{1}{3})\right|^2 = \frac{1}{2} & \Gamma_{ee} = 6{,}5 \text{ keV} \\ \omega = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) & e_Q^2 = \left|\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{2}{3}-\frac{1}{3})\right|^2 = \frac{1}{18} & \Gamma_{ee} = 0{,}76 \text{ keV} \\ \varphi = s\bar{s} & e_Q^2 = \frac{1}{9} & \Gamma_{ee} = 1{,}34 \text{ keV} \\ \psi = c\bar{c} & e_Q^2 = \frac{4}{9} & \Gamma_{ee} = 4{,}4 \text{ keV} \\ \gamma = b\bar{b} & e_Q^2 = \frac{1}{9} & \Gamma_{ee} = 1{,}3 \text{ keV} \end{cases}$$

La droite tracée correspond à $|\psi(o)|^2 \propto M^{1,95}$.

Pour le ψ, on a donc un système analogue au positronium mais avec des possibilités de désintégration beaucoup plus variées :

a/ <u>Désintégrations électromagnétiques :</u>

La masse élevée du γ^* lui autorise en plus des désintégrations hadroniques



(2)

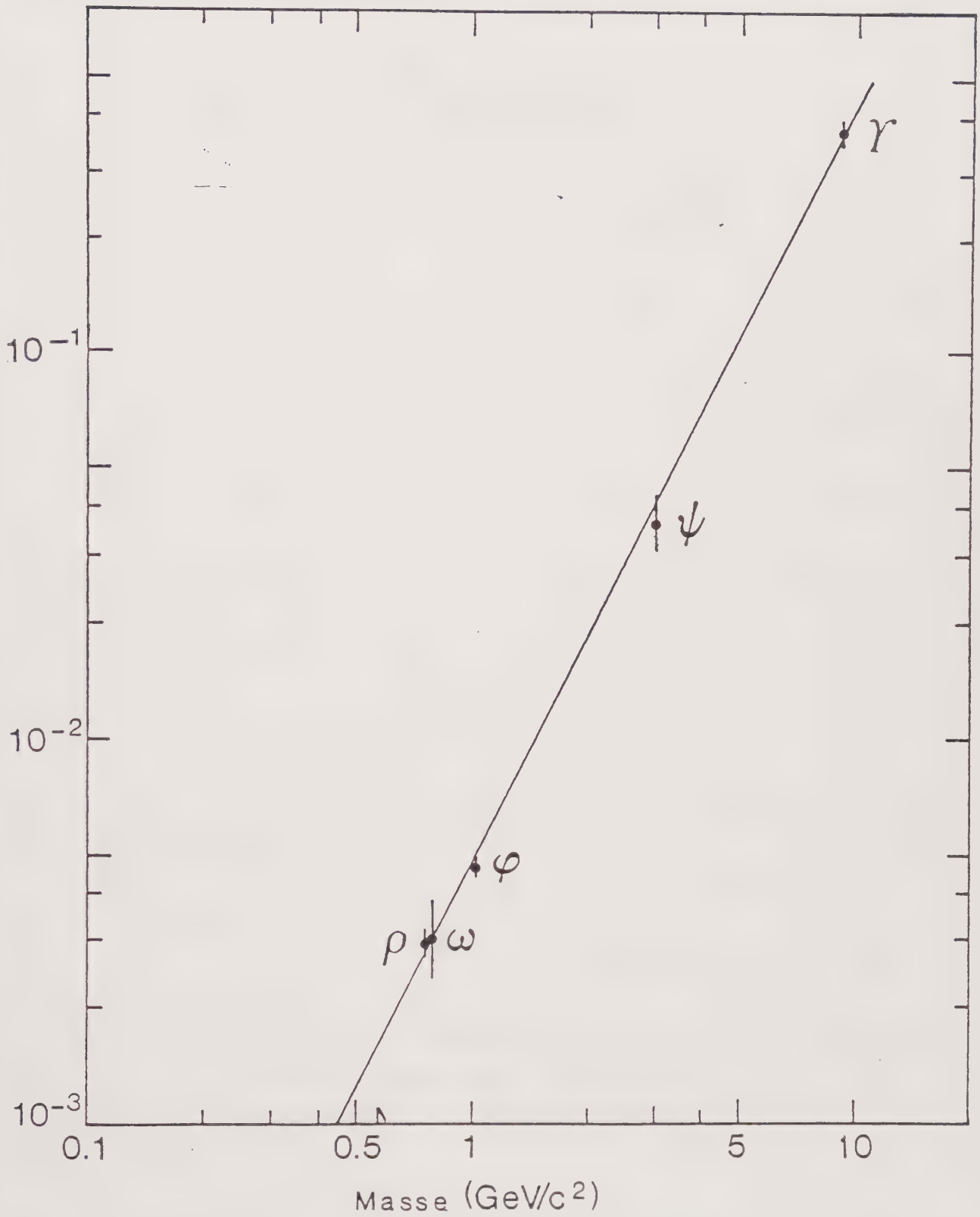
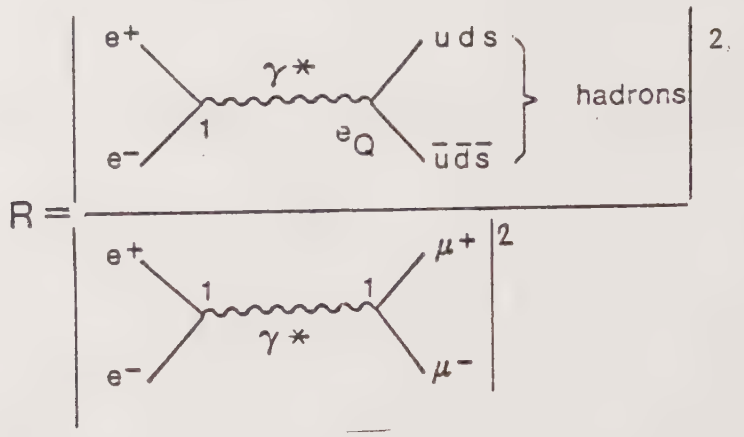

Γ_{ee}/M (GeV)
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
0.1
0.5
1
5
10
Masse (GeV/c²)
Υ
ψ
φ
ρ
ω

Fig. IV 4

On connait leur proportion par rapport aux désintégrations (1) par la mesure directe en anneaux de collision e+e- du rapport



La valeur expérimentale obtenue pour des énergies voisines de 3,1 GeV/c² est R = 2,4.

La valeur théorique attendue est $R = 3 \sum_{i=u,d,s} e_i^2 = 2$

ou $R = 3 \sum e_i^2 \left(1 + \frac{\alpha s}{\pi}\right)$ avec les corrections radiatives QCD :

On en déduit donc $B(\psi \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow \text{hadrons}) \simeq 2,4 \times 7\% \simeq 17\%$. Soit au total 17 + 7 + 7 = 31% de désintégrations électromagnétiques $\psi \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow X$!

b/ <u>Désintégrations fortes :</u>

Les désintégrations du ψ donnent surtout des nombres impairs de π (et même uniquement des nombres impairs si on soustrait les 17% de désintégrations électromagnétiques que l'on vient de calculer).

Donc la G parité du ψ est G = -1
Comme $G = C\,(-1)^I$, on a un isospin I = 0 ou 2.
La présence de désintégrations $\psi \longrightarrow p\bar{p}$ exclut I = 2
Donc le ψ a un isospin 0.

QCD prédit essentiellement des désintégrations fortes du type $\psi \longrightarrow ggg$ et le calcul donne :

$$\frac{\Gamma(\psi \longrightarrow ggg)}{\Gamma(\psi \longrightarrow e^+e^-)} = \frac{10\,(\pi^2-9)\;\alpha_s^3}{81\pi\; e_c^2\;\alpha^2} \quad \text{D'où } \alpha_s \simeq 0,19$$

Les corrections QCD d'ordre supérieur sont faibles d'après Barbieri (réf. 26) : $\dfrac{1}{1 - 16\alpha_s/3\pi}$

c/ <u>autres désintégrations</u> ("mixtes") :

* $\psi \rightarrow gg\gamma$

$$\frac{\Gamma(\psi \rightarrow gg\gamma)}{\Gamma(\psi \rightarrow ggg)} = \frac{72\; e^2_c\; \alpha}{10\quad \alpha_s} = 4,9 \pm 0,7\; 10^{-2} \text{ expérimentalement}$$

D'où une valeur élevée de α_s par cette méthode :
$\alpha_s(m_c) \simeq 0,35 \pm 0,12$.
Cette désintégration est intéressante car le système gg pourrait former un état lié (gluonium).

* $\psi\,(c\bar{c}\uparrow\uparrow) \rightarrow \gamma\eta_c\,(c\bar{c}\uparrow\downarrow)$.

Le η_c (ou paracharmonium) de nombre quantiques $J^{PC} = 0^{-+}$ vient d'être découvert à Stanford en $\psi \longrightarrow \gamma\eta_c$ et $\psi' \longrightarrow \gamma\eta_c$ avec une masse de 2984 ± 5 MeV/c^2. Sa largeur (12,4 ± 4,6 MeV, ref. 27) est plus grande que celle du ψ car la désintégration $\eta_c \rightarrow gg$ est possible.

Ces mécanismes de désintégration seront comparés aux processus inverses pour la production du ψ au chapitre VII.

2) Nos résultats et définition des ψ utilisés :

Le spectre de masse $\mu^+\mu^-$ brut en échelle linéaire est donné figure IV 5. Le $\psi(3097)$ apparait comme une résonance très nette sur un fond faible. La masse obtenue est 3098,4 ± 0,2 ± 2 MeV/c² (erreurs statistique, systématique) après une correction de 2.10^3 calculée à partir des simulations-mélange. La valeur lue dans les tables est 3097 ± 1 MeV/c^2.

La largeur obtenue de σ = 31,9 ± 0,1 MeV/c² est compatible avec la résolution de notre appareillage (σ = 32,2 ± 0,5 MeV/c²) attendue à partir des simulations-mélange.

La forme de la courbe (fig. IV 2 avec ajustement gaussien en échelle logarithmique) est aussi ce qu'on attend à partir des simulations-mélange.

Le faible fond sous la résonance autorise des coupures très larges pour définir les ψ qui seront utilisés par la suite : on prend $2,95 < M_{\mu^+\mu^-} < 3,25$ GeV/c².

On paramétrise le fond sous la forme $e^{\alpha M^2 + \beta M + \gamma}$ et on ajuste α, β, γ sur les points situés en dehors des résonances ψ et ψ'.

Cette forme du fond permet un bon raccordement entre le fond au-dessous de 3 GeV/c², en $e^{-3 M_{\mu\mu}}$ (dominé par les désintégrations π, K, $\longrightarrow \mu$) et le fond au-dessus de 4 GeV/c² où le fond physique en $e^{-M_{\mu\mu}}$ (dû au mécanisme de Drell-Yan, chap. VII) est prépondérant.

Il y a alors 4432 événements de fond dans les coupures "ψ".

Pour les spectres de combinaisons contenant le ψ, tous les μ^+ μ^- situés à l'intérieur de cette coupure auront leur masse contrainte à 3097 MeV/c².

Le nombre de ψ (fond soustrait) est alors 38024 ± 207.

Fig. IV 5

A partir des paires de μ de même signe observées à basse masse (venant essentiellement de désintégrations $\pi, K \rightarrow \mu\nu$), F.X. Gentit a calculé que les μ de même origine contribuaient à environ 70 % du fond sous le ψ. En mettant des coupures très strictes sur la qualité des traces μ, on arrive à éliminer certaines de ces désintégrations (traces cassées) :

- on supprime les traces dont les erreurs ont dû être multipliées par 6 (Chap.II, § I/3/f).
- on demande que les traces aient au moins 14 points mesurés.
- on demande qu'un des points utilisés se trouve à l'extrémité du bras de levier (D0 ou D1).
- on demande que l'erreur sur l'impulsion $\Delta P/P$ soit inférieure à 3 %.
- on demande que l'erreur sur l'angle φ soit inférieure à 4 mrd.
- on demande que la probabilité que la trace soit un muon (calculée à partir de l'impact estimé dans les hodoscopes H3) soit supérieure à 20 %.

On obtient ainsi le spectre de la figure IV 6.

Paramétrisant le fond comme précédemment, on obtient : 940 événements de fond et 14547 ψ dans les mêmes coupures.

Ces coupures font perdre trop de ψ pour être utilisées dans les spectres mais, diminuant le fond, elles permettent de mesurer l'effet des corrections radiatives qui, à partir d'une production de ψ donnent des masses $\mu^+\mu^-$ plus faibles :

Ces corrections ont été calculées par Cabibbo et al., (réf. 28) qui obtiennent 1,8 % du signal entre 2,9 et 3 GeV/c². Tenant compte de notre résolution à cette masse, nous obtenons 1,5 % du signal.

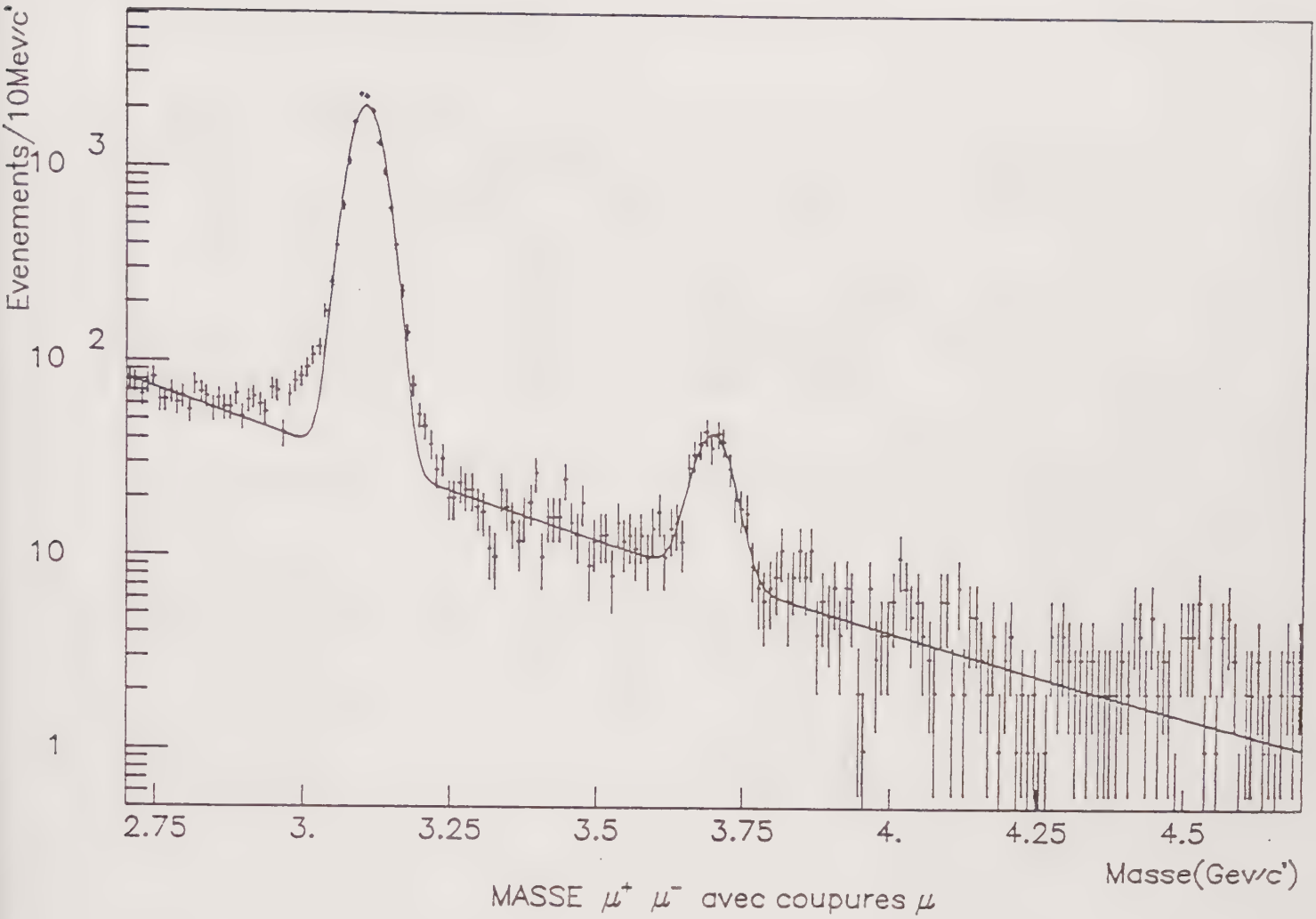

Evenements/10Mev/c²
10³
10²
10
1
2.75
3.
3.25
3.5
3.75
4.
4.25
4.5
Masse(Gev/c²)
MASSE μ⁺ μ⁻ avec coupures μ

Fig. IV 6

La répartition des ψ utilisés en fonction de l'impulsion P du faisceau de π^- incident (ou de l'énergie correspondante $\sqrt{s}$ dans le centre de masse de la réaction) est la suivante :

P (GeV/c)	175	185	192,5	195	197,5
$\sqrt{s}$(GeV/c^2)	18,15	18,66	19,04	19,16	19,28
ψ	7,1 %	28 %	47,4 %	12,9 %	4,5 %

soit une énergie moyenne $\sqrt{s}$ = 18,88 GeV/c^2, correspondant à une impulsion de faisceau P = 189,3 GeV/c.

La section efficace moyenne de production du ψ à cette énergie est 120 ± 20 nanobarns par nucléon.

IV) Spectroscopie $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$

1/ Introduction :

La masse élevée du quark c permet de considérer le système $c\bar{c}$ comme non relativiste et donc de rechercher ses niveaux dans un potentiel classique V(r). De très nombreuses formes de potentiel ont été envisagées et seront signalées dans la suite de ce chapitre (3/).

Un potentiel d'oscillateur harmonique (fig.IV 7) reproduit grossièrement les premiers niveaux mais n'a pas grande signification physique.

Un potentiel coulombien (fig.IV 8) a été utilisé à l'origine par Appelquist et Politzer (ref.29) car il peut représenter le potentiel créé par l'échange d'un gluon (par analogie avec le photon).

Mais il doit être modifié pour tenir compte du confinement des quarks ; les modèles de réseau ou de sac traduisent le confinement à grande distance par un potentiel linéaire.

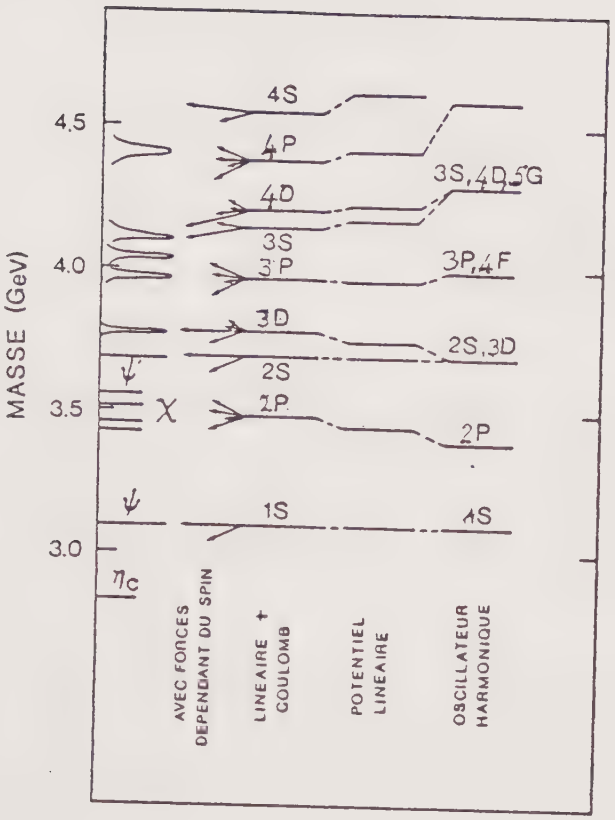
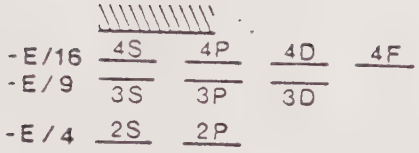
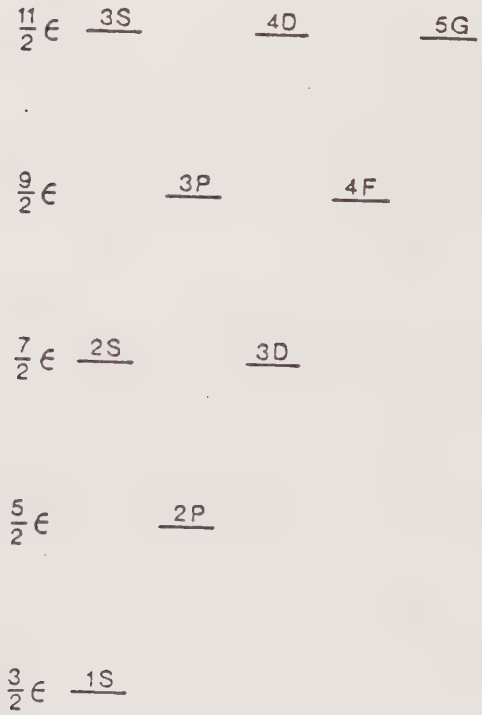


Fig. IV 9



POTENTIEL COULOMBIEN

Fig. IV 8



OSCILLATEUR HARMONIQUE

Fig. IV 7

On a alors un modèle composite (fig.IV 9 d'après Jackson) avec la paramétrisation

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + ar.$$

Ce potentiel a été étudié en détail par le groupe de Cornell (Eichten ref.30 et 65) ; il a été ajusté pour rendre compte non seulement de l'écartement des niveaux mais aussi des largeurs partielles électromagnétiques des niveaux et des transitions électromagnétiques E1 entre niveaux.

On peut remarquer que cette équation de Schrödinger avec potentiel linéaire peut être considérée comme la limite non relativiste d'une équation de Dirac qui, à grande distance, donne des résultats très voisins de ceux d'un oscillateur harmonique (Critchfield ref.31) ; mais il faut alors prendre pour valeurs propres le carré des masses : on obtient alors des trajectoires de Regge linéaires ! A partir de $\alpha'_{Regge} = 1$ GeV^{-2} , Buchmuller et Tye (ref.32) ont étudié ce potentiel.

Les résultats expérimentaux ont été essentiellement obtenus en anneaux de collision e+e- :
- directement par mesure de R pour les états $J^{PC} = 1^{--}$
- par transition électromagnétique $\psi' \longrightarrow \chi\gamma \longrightarrow \psi\gamma\gamma$ pour les états P.

La figure IV 10 (d'après ref.33) montre les différentes mesures des états $J^{PC} = 1^{--}$ (au-dessus du seuil $D\bar{D}$).

Ces états sont reportés sur la figure IV 11 avec leur assignation spectroscopique préférée.

Les autres états découverts sont indiqués en traits pleins ainsi que les seuils de production de paires de D ($c\bar{u}$ ou $c\bar{d}$ $\uparrow\downarrow$), F ($c\bar{s}$ $\uparrow\downarrow$), D^* ($c\bar{u}$ où $c\bar{d}$ $\uparrow\uparrow$) et F^* ($c\bar{s}$ $\uparrow\uparrow$).

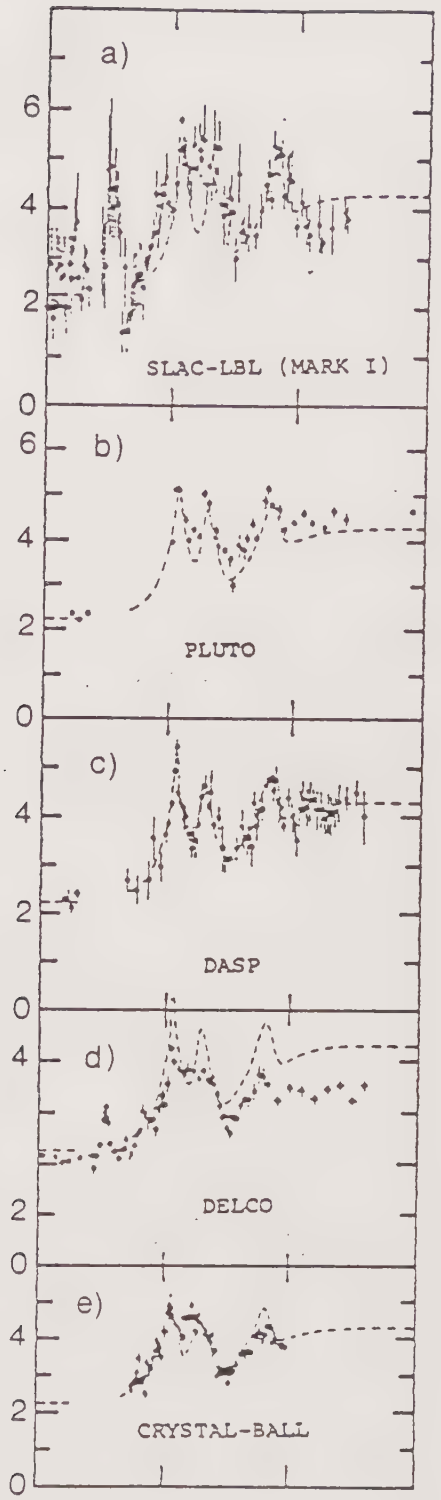


Fig. IV 10

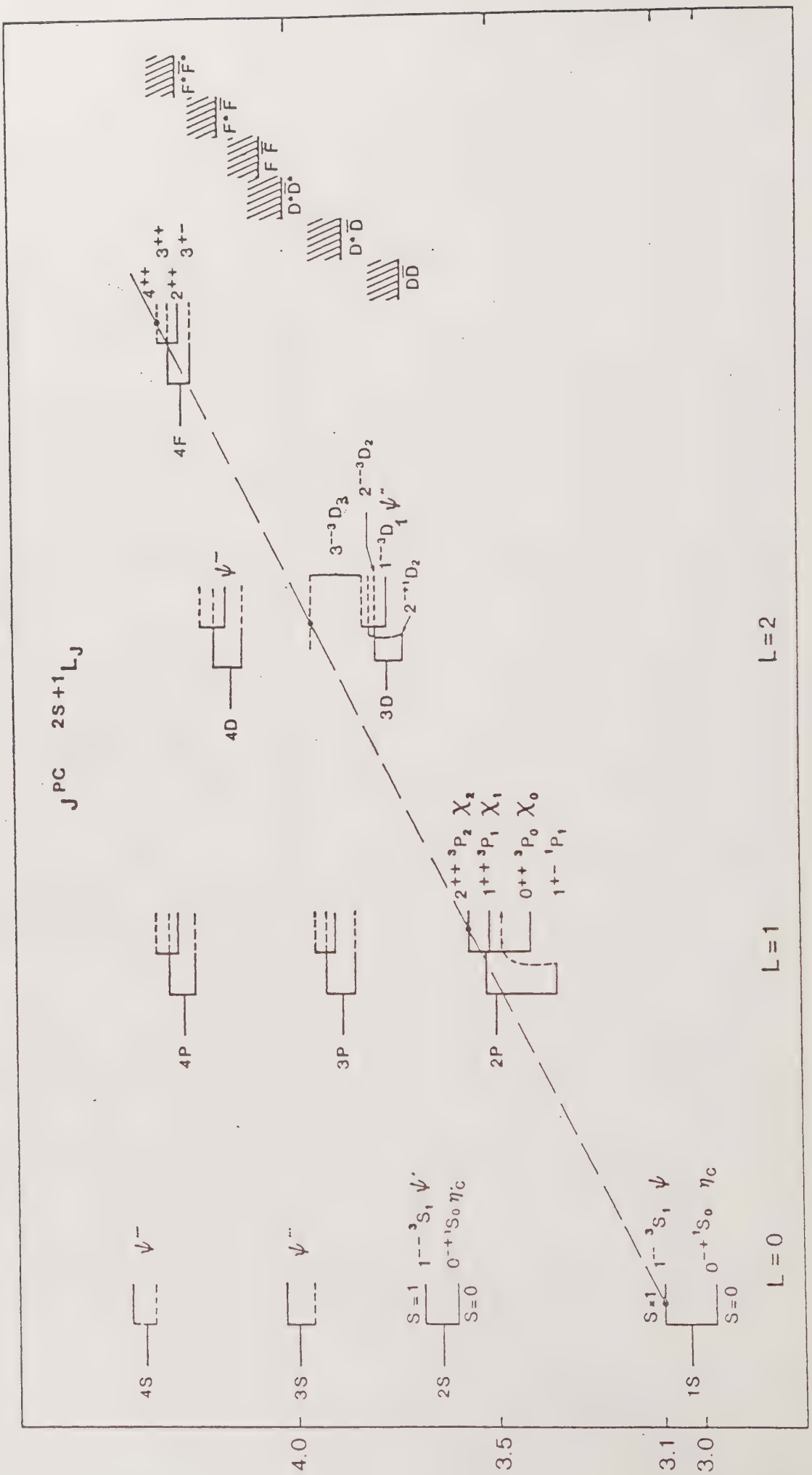

J^{PC} $2S+1L_J$
L=0
L=1
L=2
4.0
3.5
3.1
3.0
4S
3S
2S
1S
4P
3P
2P
4D
3D
4F
ψ''
ψ'
ψ
ψ'''
$1^{--}\,{}^3S_1$ ψ'
$0^{-+}\,{}^1S_0$ η_c'
$1^{--}\,{}^3S_1$ ψ
$0^{-+}\,{}^1S_0$ η_c
$2^{++}\,{}^3P_2$ χ_2
$1^{++}\,{}^3P_1$ χ_1
$0^{++}\,{}^3P_0$ χ_0
$1^{+-}\,{}^1P_1$
$3^{--}\,{}^3D_3$
$2^{--}\,{}^3D_2$
$1^{--}\,{}^3D_1$ ψ''
$2^{-+}\,{}^1D_2$
4^{++}
3^{++}
2^{++}
3^{+-}
$D\bar{D}$
$D^*\bar{D}$
$D^*\bar{D}^*$
$F\bar{F}$
$F^*\bar{F}$
$F^*\bar{F}^*$

Fig. IV 11

Les prédictions pour les états non encore découverts sont indiquées en pointillés à leur masse calculée ; une ambiguité apparait pour les états D où une trajectoire de Regge linéaire à partir du $\psi(1^{--})$ et du $\chi_2(2^{++})$ prédit le $^3D_3$ (3^{--}) à 3964 MeV alors que l'écart attendu entre états ^3D ($\simeq$ 30 MeV/c² d'après Billoire) et la masse du $^3D_1$ mesurée à 3768 MeV/c² amènerait le $^3D_3$ vers 3830 MeV. Ses modes de désintégration et sa largeur totale sont très différents dans les 2 cas car le seuil D^*D est entre les 2 prédictions!.

2) Le ψ'

Découvert peu après le ψ dans la réaction $e^+e^- \longrightarrow \psi'$ à SLAC (ref.34), le $\psi'(3685)$ est la première excitation radiale du ψ. Sa masse est de 588 MeV plus élevée que celle du ψ ; sa largeur totale Γ = 215 keV, beaucoup plus grande que celle du ψ (63 keV), s'explique par la possibilité de désintégration en états $c\bar{c}$ de masse plus faible (ψ,χ), possibilité qui n'existe pas pour le ψ.

Ceci, et le fait que ce soit un état n = 2 ($|\psi(o)|^2 = 2{,}4\ 10^2$ GeV³ au lieu de $4\ 10^2$ GeV³ pour le ψ) donne une proportion de désintégrations $B(\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-)$ = 0,9% beaucoup plus faible que celle du ψ (7%).

Le déclenchement de notre expérience sur des paires $\mu^+\mu^-$ de masse élevée nous permet d'observer directement cette désintégration (fig.IV 2) : nous mesurons 776 ± 40 événements ψ' à une masse $m_{\psi'} - m_{\psi} = 590{,}4 \pm 2{,}5$ MeV/c² avec une résolution σ = 39 ± 2 MeV/c² sur un fond de 393 événements par 100 MeV/c². D'où :

$$R = \frac{\sigma_{\psi'}\ B_{\psi' \to \mu^+\mu^-}}{\sigma_{\psi}\ B_{\psi \to \mu^+\mu^-}} = \frac{N_{\psi'}}{N_{\psi}}\ \frac{A_{\psi}}{A_{\psi'}} = \frac{776 \pm 40}{38\ 024 \pm 207} \times \frac{1}{1{,}16} = \boxed{1{,}76\ \% \pm 0{,}10\ \%}$$

où $\frac{A\psi'}{A\psi} = 1{,}16$ est le rapport des acceptances de notre appareillage au ψ' et au ψ.

En prenant les valeurs des tables pour B, on obtient :

$$\frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{\psi}} = R \frac{6{,}9 \pm 0{,}9}{0{,}88 \pm 0{,}13} = 13{,}8\ \% \pm 0{,}8\ \% \pm 3{,}8\ \%$$

(la 2ème erreur étant due à l'erreur des tables sur les rapports de branchement).

Le ψ peut provenir de la désintégration d'autres états $c\bar{c}$ (ψ', χ...) produits alors que le ψ' ne le peut pas (à cause de sa masse plus élevée), d'où sa section efficace apparente plus grande (une discussion plus précise de la production sera faite au chap. VII).

Un exemple de ce genre de production apparait lorsqu'on regarde le spectre de masse des combinaisons $\psi\pi+\pi-$ (fig.IV 12). Le signal apparaissant à une masse $m(\psi\pi+\pi-)-m(\psi) = 589$ MeV correspond à une production de ψ' se désintégrant en $\psi\pi+\pi-$; cette désintégration contribue à 33 ± 2% de la largeur du ψ'.

Nous mesurons 1020 ± 120 événements à une masse $m_{\psi'} - m_{\psi} = 589{,}7 \pm 0{,}6$ MeV/c^2 ± 1 MeV avec une résolution $\sigma = 6 \pm 0{,}8$ MeV/c^2.

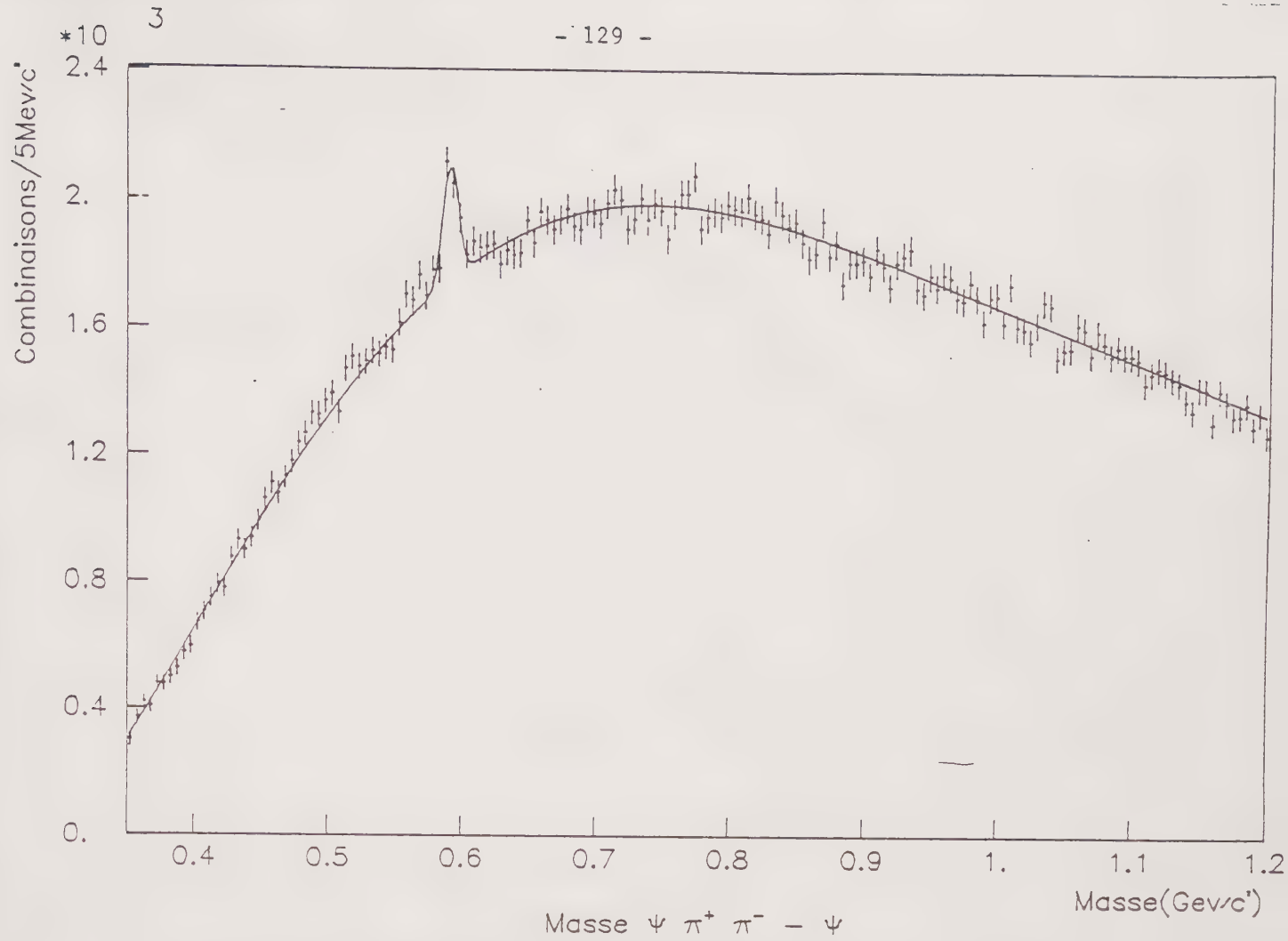
Une mesure ancienne (ref.35) donnait 588,7 ± 0,8 MeV/c^2 et une mesure plus récente (ref.36) donne 589,07 ± 0,1 MeV/c^2.

La résolution attendue par simulation est de 6,1 MeV/c^2. Le fond est bien reproduit par un ajustement polynomial effectué sur les combinaisons $\psi\pi+\pi+$ et $\psi\pi-\pi-$ (fig.IV 13).

Alors

$$R' = \frac{\sigma_{\psi'} B_{\psi'\to\psi\pi\pi} B_{\psi\to\mu\mu}}{\sigma_{\psi} B_{\psi\to\mu\mu}} = \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{\psi}} \mathcal{B}_{\psi'\to\psi\pi\pi} = \frac{N_{\psi'}}{N_{\psi}} \frac{A_{\psi\to\mu\mu}}{A_{\psi'\to\psi\pi\pi\to\mu\mu\pi\pi}}$$

$$= \boxed{4{,}88\ \% \pm 0{,}60\ \% \pm 0{,}5\ \%}$$


*10 3
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
Combinaisons/5Mev/c'
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.
1.1
1.2
Masse(Gev/c')
Masse ψ π+ π- − ψ

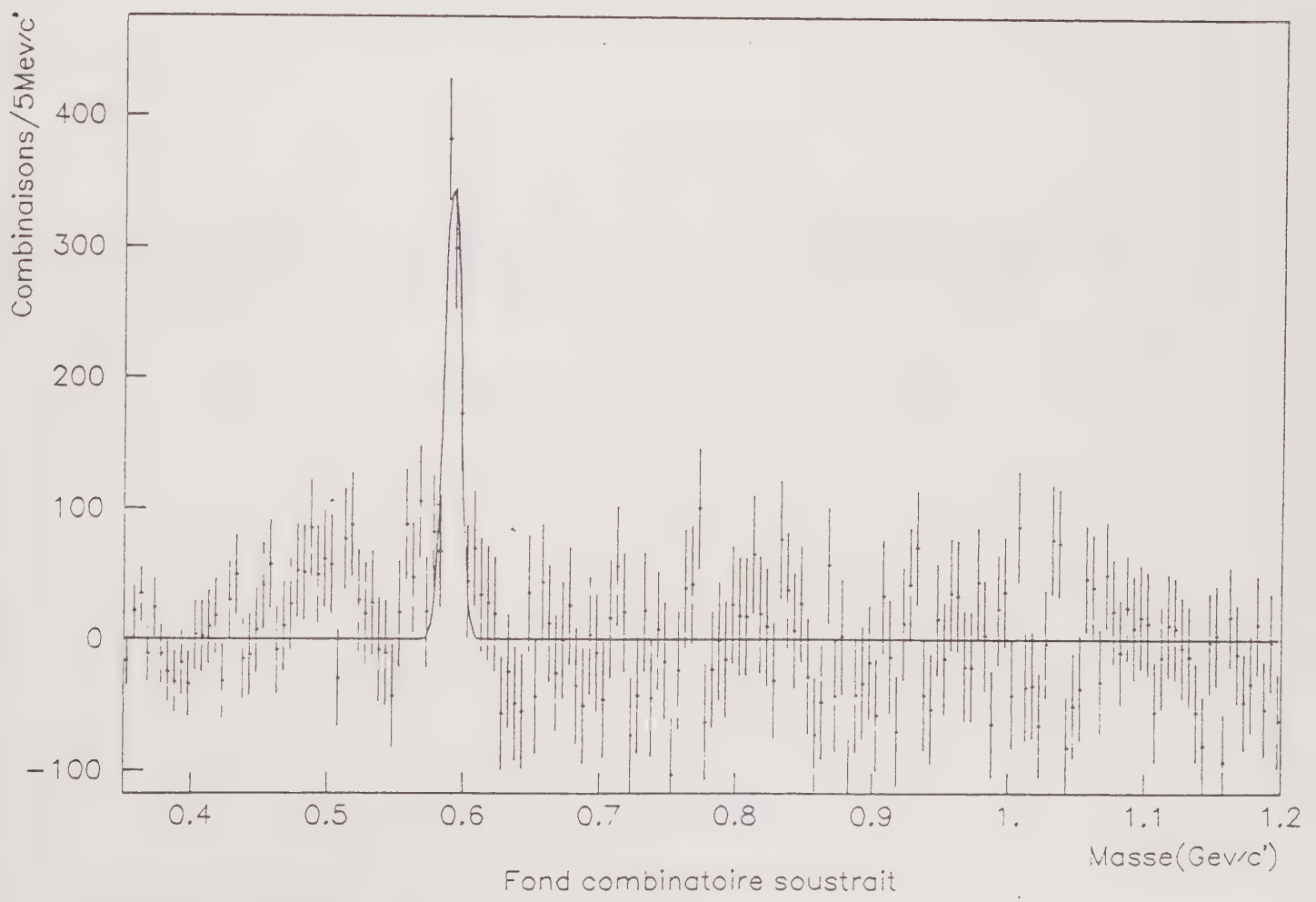
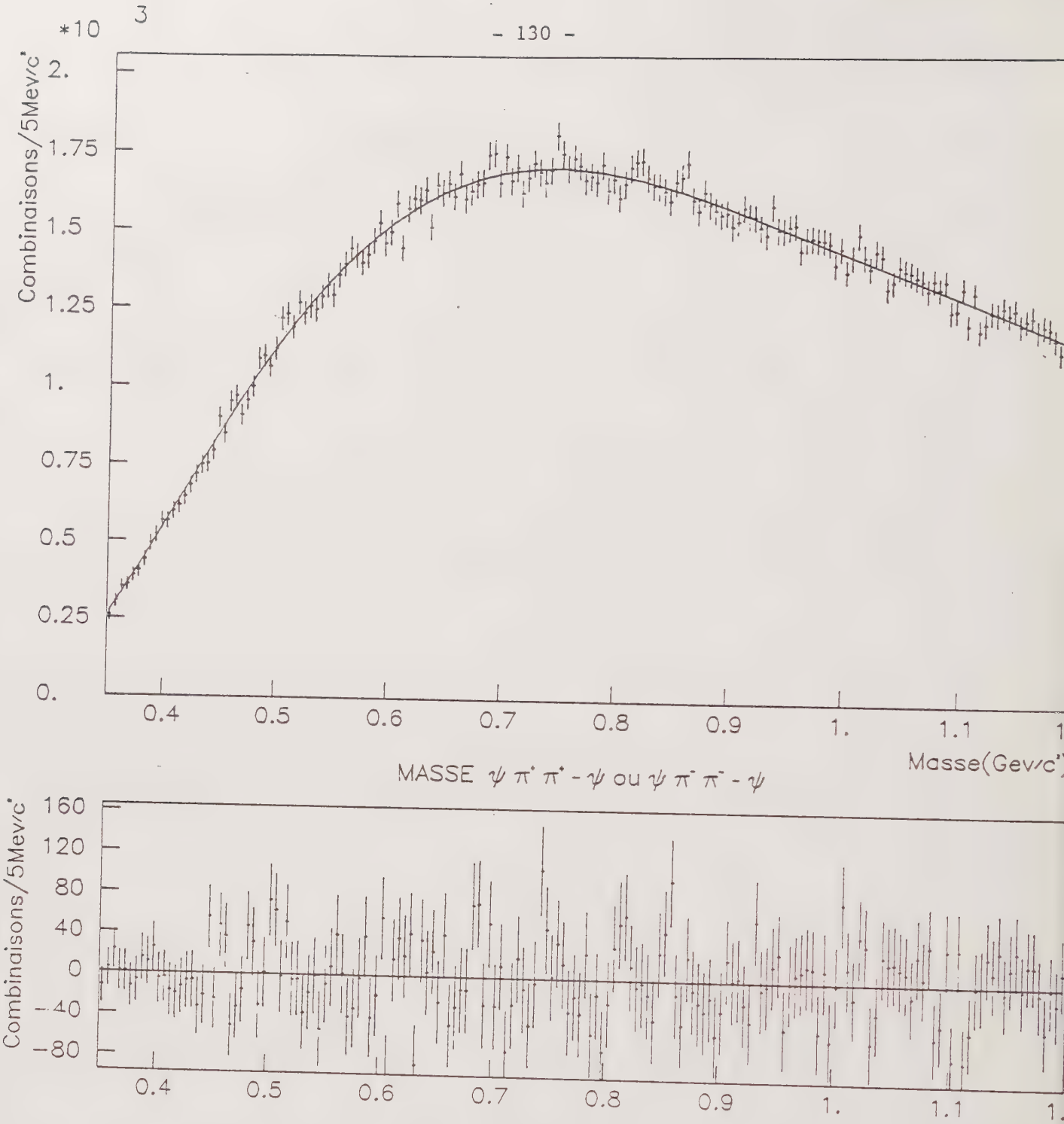

400
300
200
100
0
−100
Combinaisons/5Mev/c'
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.
1.1
1.2
Masse(Gev/c')
Fond combinatoire soustrait

Fig. IV 12


*10 3
Combinaisons/5Mev/c²
2.
1.75
1.5
1.25
1.
0.75
0.5
0.25
0.
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.
1.1
Masse(Gev/c²)
MASSE ψ π⁺ π⁺ - ψ ou ψ π⁻ π⁻ - ψ

Combinaisons/5Mev/c²
160
120
80
40
0
-40
-80
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.
1.1
Masse(Gev/c²)
Verification de l ajustement polynomial

Fig. IV 13

En prenant dans les tables

$$B_{\psi'\to\psi\pi\pi} = 33,2 \pm 3,3\,\%, \quad \text{on a :} \quad \frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{\psi}} = 14,70\,\% \pm 1,8\,\%\ (\text{stat.}) \pm 1,5\,\%\ (\text{tables}) \pm 1,5\,\%\ (\text{syst.})$$

Comparant les deux méthodes, on obtient :

$$\frac{N_{\psi'\to\mu\mu}}{A(\psi'\to\mu\mu)\ B(\psi'\to\mu\mu)} = \frac{N(\psi'\to\psi\pi\pi\to\mu\mu\pi\pi)}{A(\psi'\to\psi\pi\pi\to\mu\mu\pi\pi)\ B_{\psi\to\mu\mu}\ B_{\psi'\to\psi\pi\pi}}$$

$$\Rightarrow \frac{B(\psi'\to\mu\mu)}{B(\psi\to\mu\mu)\ B(\psi'\to\psi\pi\pi)} = 36,1\,\% \pm 6,1\,\% \pm 3,6\,\%\ (\text{syst.})$$

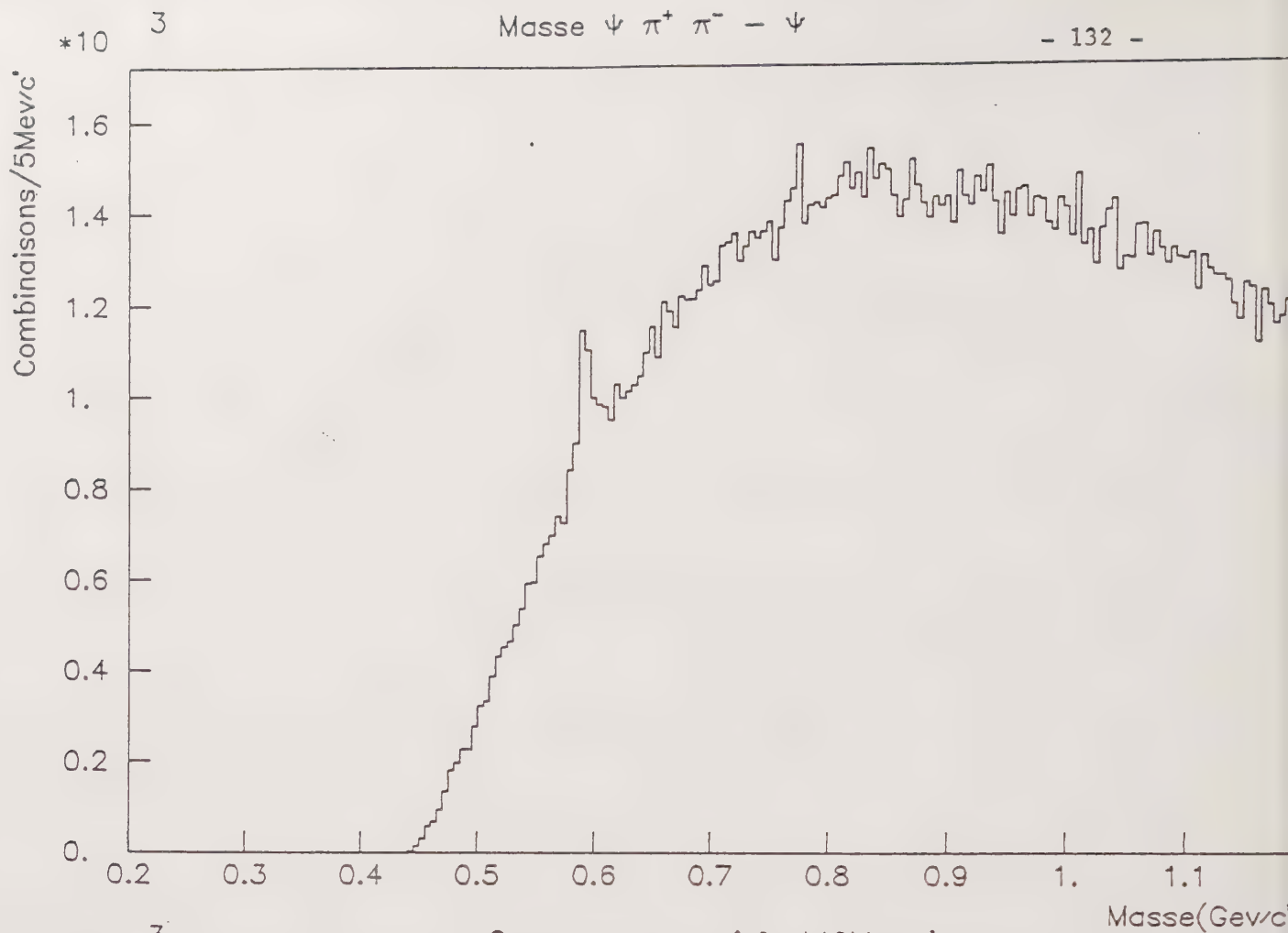
Les valeurs des tables donnent : 38,4 % ± 14,5 % (!)

Pour améliorer le rapport signal/fond, différentes coupures sur la masse $\pi^+\pi^-$ ont été essayées (fig.IV 14). Le bon résultat obtenu s'explique par la forme très particulière du spectre de masse $\pi^+\pi^-$ dans la désintégration $\psi' \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$ (fig.IV 15, obtenue à partir d'une série d'ajustements).

Ce spectre, très différent de ce qu'on obtient avec un espace de phase, montre un net excès aux hautes masses $\pi^+\pi^-$.

Le même effet a aussi été observé à SLAC (thèse de Himel, non publiée, ref.37 et une figure dans ref.38).

Il peut s'expliquer, en utilisant PCAC (Brown et Cahn, ref.39). Un calcul différent à partir de relations de dispersion, donne une forme analogue à cause de seuils anormaux (ref.40). Enfin, dans QCD, un calcul de $\psi' \longrightarrow gg\psi$ donne cette forme dans une approche perturbative, en projetant sur les états gg de $J^P = 0^{\pm}$ (ref.41) ou dans une approche non perturbative utilisant l'expansion multipolaire des champs de jauge (Yan, ref.42).


Masse ψ π+ π- − ψ
*10 3
Combinaisons/5Mev/c'
1.6
1.4
1.2
1.
0.8
0.6
0.4
0.2
0.
0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 1. 1.1
Masse(Gev/c'

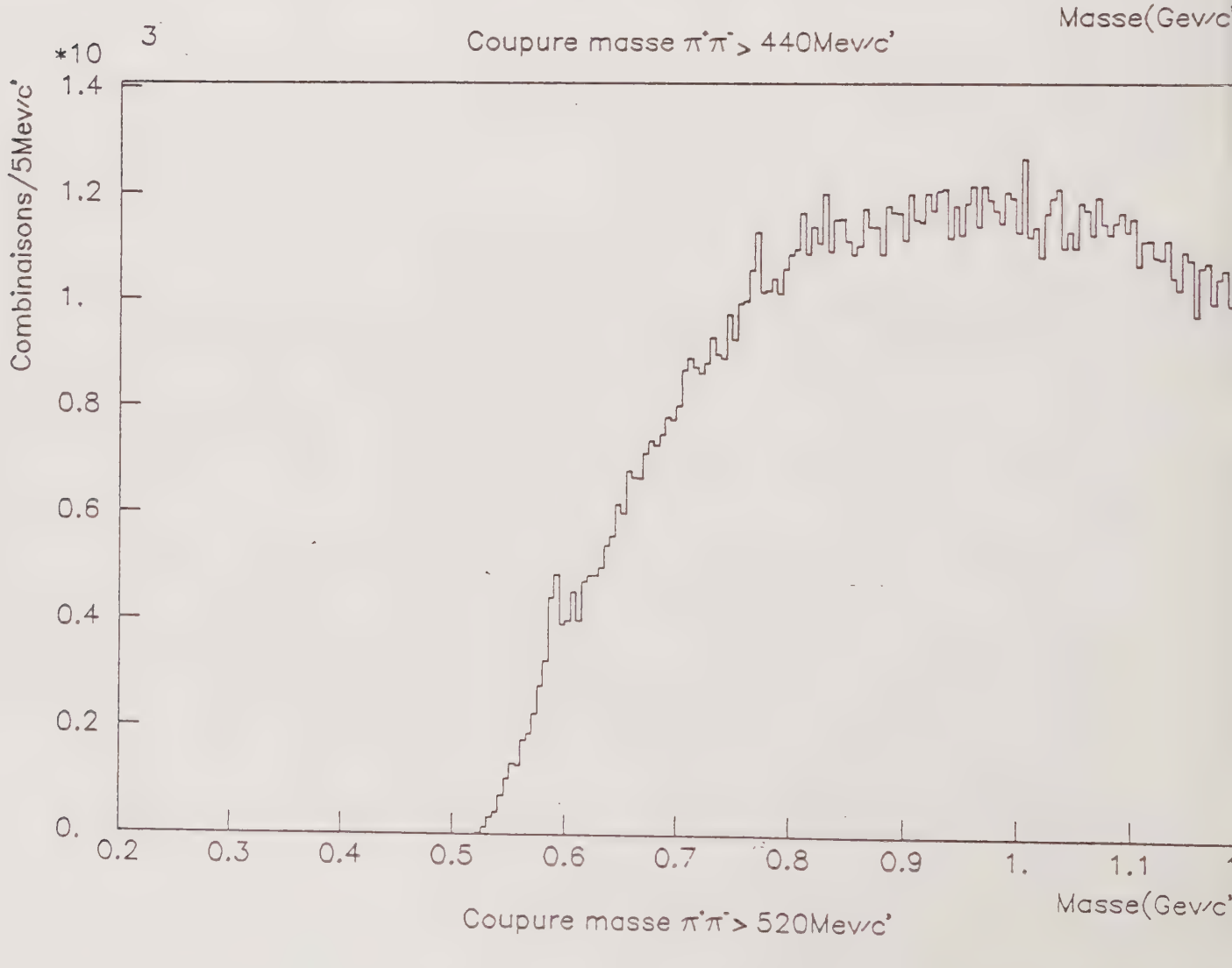

Coupure masse π+π- > 440Mev/c'
*10 3
Combinaisons/5Mev/c'
1.4
1.2
1.
0.8
0.6
0.4
0.2
0.
0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 1. 1.1
Masse(Gev/c'
Coupure masse π+π- > 520Mev/c'

Fig. IV 14

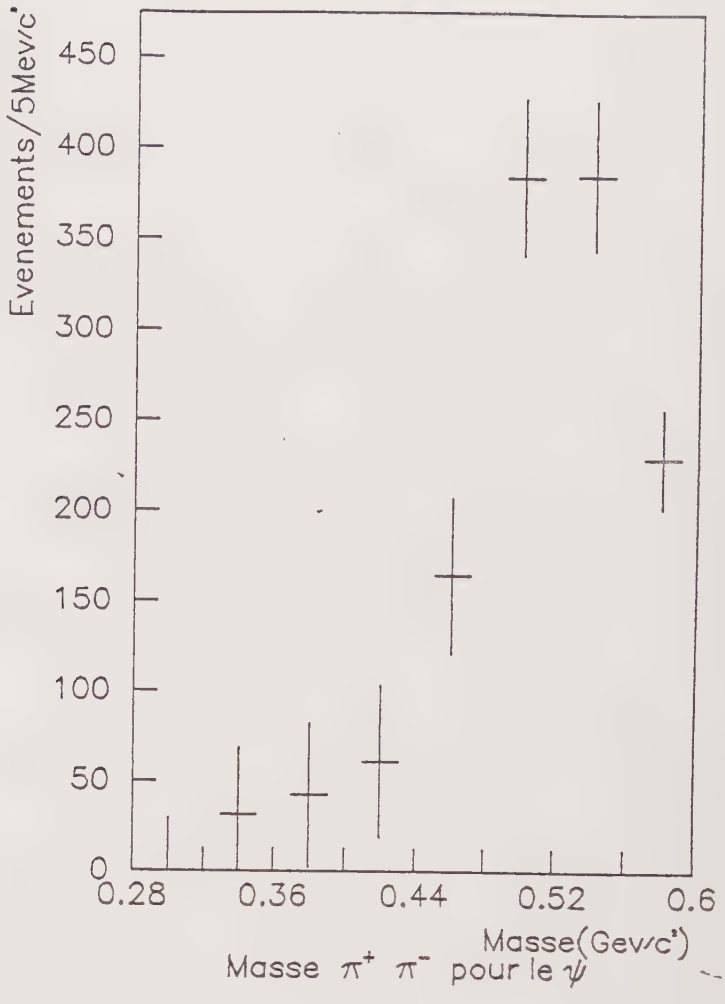

Evenements/5Mev/c²
450
400
350
300
250
200
150
100
50
0
0.28
0.36
0.44
0.52
0.6
Masse(Gev/c²)
Masse π⁺ π⁻ pour le ψ

Fig. IV 15

Ajoutons toutes les désintégrations possibles du ψ' en ψ c'est à dire :

. B ($\psi\pi^+\pi^-$) = 33,2 ± 3,3 %
. B ($\psi\pi^\circ\pi^\circ$) = 17 ± 4% (= B($\psi\pi^+\pi^-$)/2 par conservation d'isospin)
. B ($\psi\eta$) = 2,3 ± 0,6% (Crystal Ball, ref.38 et Mark II, ref.43)
. B ($\chi\gamma \longrightarrow \psi\gamma\gamma$) : 7% x(31,5 + 15,4 + 2,7)% = 3,5%

. Pour le mode $\psi' \longrightarrow \pi^\circ\psi$ qui ne conserve pas l'isospin, la valeur B = 0,1 % a été obtenue (réf.38).

On obtient un total de 56%, soit une contribution de 8,2% du ψ' à la section efficace du ψ.

3) Le T

Etat lié $b\bar{b}$, le T est l'analogue du ψ pour le 5ème quark b; son observation permet des comparaisons entre les deux systèmes ; d'autre part, le T pourrait contribuer à la production du ψ par la désintégration $T \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$.

Le T a été découvert à FNAL dans la réaction $pN \rightarrow \underline{TX} \rightarrow \mu^+\mu^-$ (ref.44) et le système T,T',T'' étudié à DORIS (ref.45,46), FNAL (ref.47) et CESR (ref.48). Sa faible largeur totale ($\Gamma \simeq$ 40 keV) (ref.46) conduit, pour la même raison que le ψ, à penser qu'il est bien constitué d'un nouveau quark "b" et sa masse (m_γ = 9,46 GeV) donne $m_b \simeq 3m_c$.

Sa faible largeur partielle électromagnétique $\Gamma_{ee} \simeq$ 1,3 keV (ref.46) ainsi que la faible valeur du rapport $\Gamma(T' \longrightarrow e^+e^-)/\Gamma(T \longrightarrow e^+e^-) \simeq$ 44% (ref.48) permettent d'exclure une charge 2/3 pour le quark b (ref.49).

La fonction d'onde à l'origine est donc $|\psi(o)|^2$ = 39 10^{-2} GeV^3.

Les masses mesurées sont en accord avec les prédictions et permettent de prévoir une riche spectroscopie au dessous du seuil $B\bar{B}$ (fig.IV 16 d'après ref.50). Quelques modèles de sac (ref.51) et de cordes (ref.52) prédisent même un état vibrationnel du champ de gluons entre états 3S et 4S!

Nous observons dans le spectre de masse $\mu^+\mu^-$ (fig.IV 17) un signal à 9,5 GeV/c² de 18 ± 5 événements sur un fond de 1,3 événements par 200 MeV et de largeur compatible avec la résolution attendue par simulation (σ = 180 MeV/c²). Ce signal correspond à une section efficace de :

$$\sigma_\Upsilon \, B_{\Upsilon \to \mu^+\mu^-} = 2,2 \pm 0,6 \text{ pb/nucl.}$$

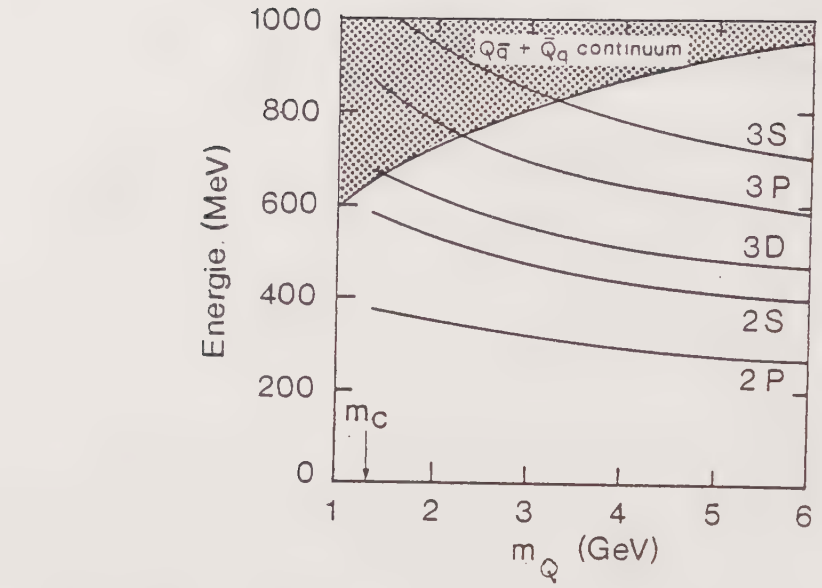
L'acceptance est calculée à partir d'une simulation π-N $\longrightarrow$ TX d'après un modèle de fusion $q\bar{q}$ (voir Ch.VII). Cette valeur est compatible avec celle obtenue par l'expérience NA3 (ref.53) avec des π^- de 200 GeV (1,5 ± 0,5 pb/nucléon).

Prenant la valeur moyenne actuelle de $B_{\Upsilon \to \mu^+\mu^-} = 3,3 \pm 0,6$ % (ref.46 et 54), nous obtenons σ = 66 ± 30 pb/nucl.

La faible statistique ne permet pas de mesurer correctement $\sigma_{\Upsilon'} B_{\Upsilon' \to \mu^+\mu^-}$ (3 ± 3 événements). La seule mesure existant actuellement est celle effectuée à FNAL (ref.47) en pN $\longrightarrow$ TX à 400 GeV : la valeur obtenue $\frac{B\sigma_{\Upsilon'}}{B\sigma_\Upsilon} = 0,32 \pm 0,03$, [compte tenu des estimations de DORIS et CESR (ref.54) $B_{\Upsilon' \to e^+e^-} = 1,8 \pm 0,5\%$] donne $\frac{\sigma_{\Upsilon'}}{\sigma_\Upsilon} \simeq 60\%$.

Cette valeur, beaucoup plus grande que $\frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_\psi}$ peut s'expliquer par la spectroscopie du Υ (fig.IV 16) : d'autres états liés $b\bar{b}$ (2P) au-dessous du seuil $B\bar{B}$ peuvent contribuer à $\sigma_{\Upsilon'}$, ce qui n'est pas le cas pour le ψ'.

C'est peut-être aussi cette riche spectroscopie qui pourrait expliquer le résultat que nous obtenons sur la multiplicité des traces chargées mesurées en fonction de la masse $\mu^+\mu^-$ (fig.IV 18) : la décroissance de la multiplicité observée en fonction de la masse $\mu^+\mu^-$ pour le mécanisme de


1000
800
600
400
200
0
Energie (MeV)
$Q\bar{q} + \bar{Q}q$ continuum
3S
3P
3D
2S
2P
m_c
1
2
3
4
5
6
m_Q (GeV)

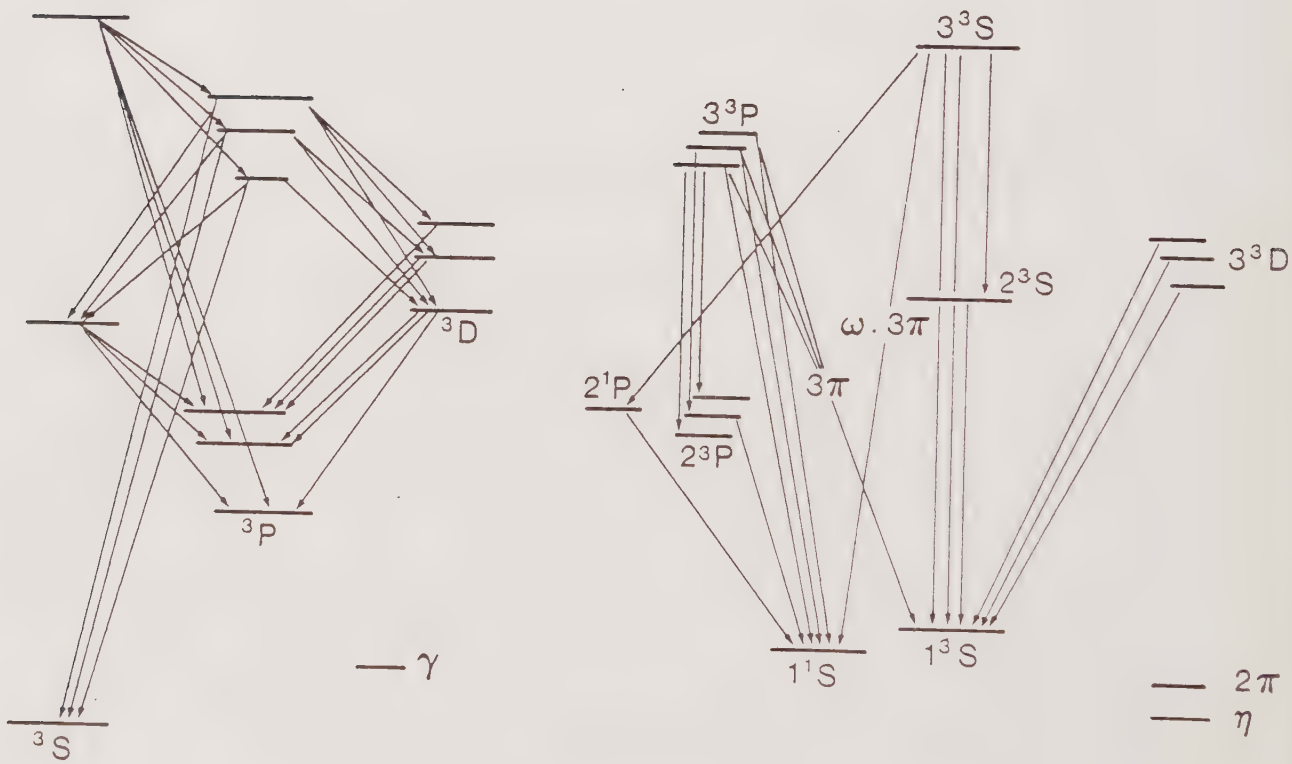

^3S
^3P
^3D
γ
3^3S
3^3P
2^3S
$\omega . 3\pi$
2^1P
3π
2^3P
1^1S
1^3S
3^3D
2π
η

Fig. IV 16

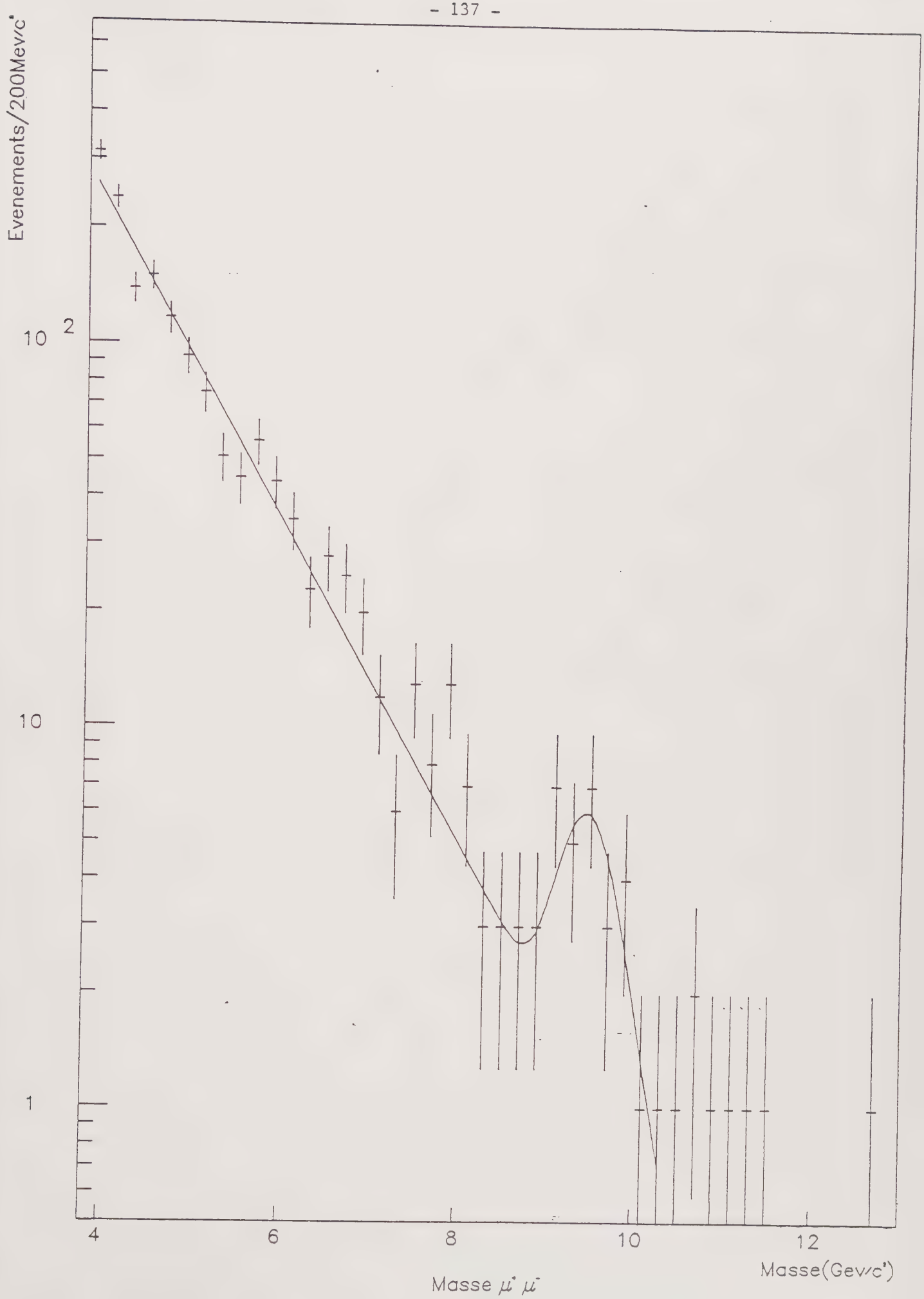
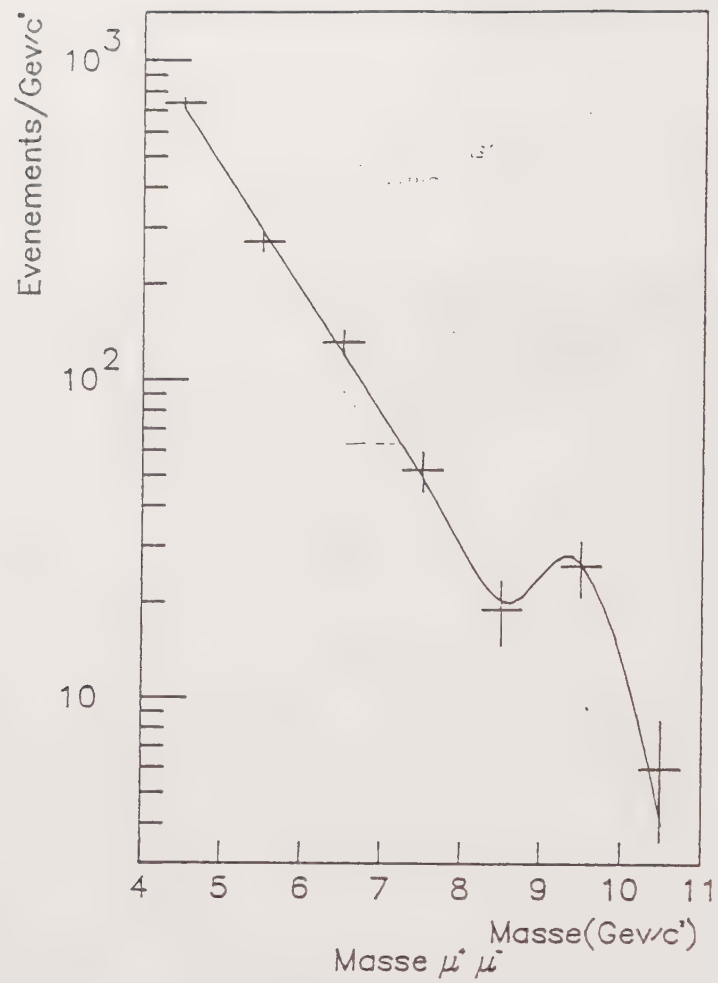


Fig. IV 17


Evenements/Gev/c²
10³
10²
10
4
5
6
7
8
9
10
11
Masse(Gev/c²)
Masse μ⁺ μ⁻

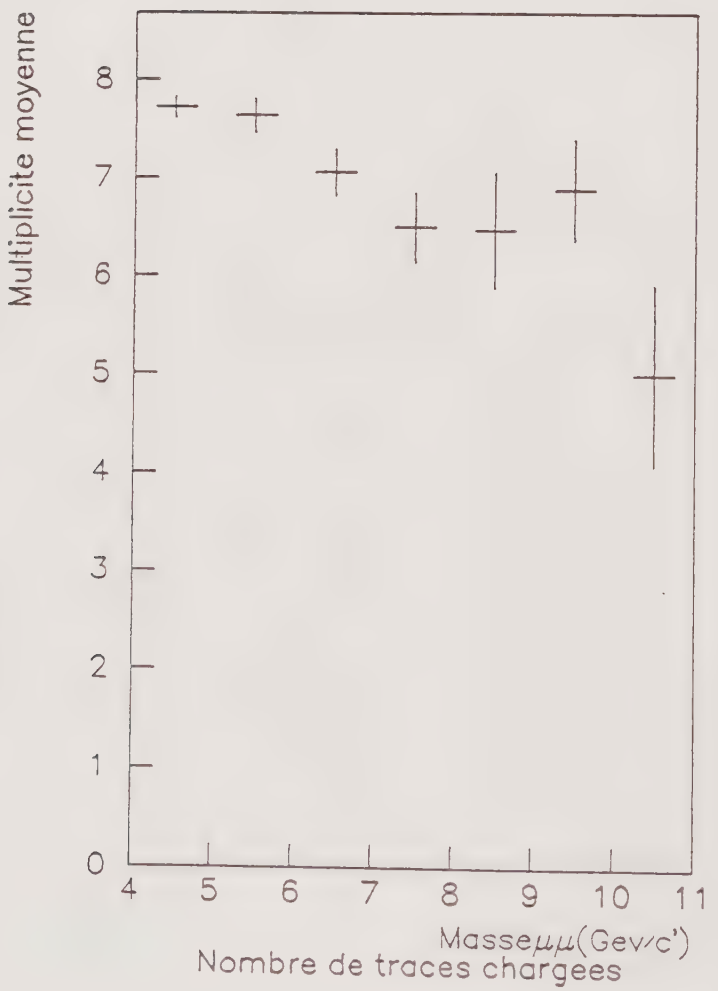

Multiplicite moyenne
8
7
6
5
4
3
2
1
0
4
5
6
7
8
9
10
11
Masseμμ(Gev/c²)
Nombre de traces chargees

Fig. IV 18

Drell-Yan ($m_{\mu\mu} < 9$ GeV) provient de la diminution de l'énergie disponible pour produire les hadrons ($\sqrt{s} - m_{\mu\mu}$) ; mais alors que pour le ψ et le ψ' la multiplicité était pratiquement égale à la multiplicité observée pour le mécanisme de Drell-Yan, à la même masse, pour le Υ cette multiplicité est plus élevée ; des désintégrations $b\bar{b} \longrightarrow \Upsilon n\pi$ pourraient l'expliquer à partir d'états 2S et 3S mais aussi 1D et 2P (fig.IV 16) qui sont au-dessous du seuil $B\bar{B}$.

Malgré la faible statistique, nous avons essayé d'observer la désintégration $\Upsilon' \longrightarrow \Upsilon\pi^+\pi^-$ avec [comme pour le ψ' et comme prévu pour le Υ' (ref.41 et 42)] $m_{\pi^+\pi^-} > 460$ MeV pour éliminer le fond combinatoire. Nous obtenons le spectre de la figure IV 19 : il y a 3 événements à une masse $m_{\Upsilon\pi^+\pi^-} - m_{\Upsilon} = 565$ MeV, la valeur mesurée au CESR est (ref.48) $m_{\Upsilon'} - m_{\Upsilon} = 560 \pm 1 \pm 3$ MeV.

Malgré sa faible signification statistique, ce signal était, au moment où il a été obtenu du même ordre que la statistique $\Upsilon' \longrightarrow \Upsilon\pi^+\pi^-$ observée en anneaux de collision e+e-.

La différence de masse $m_{\Upsilon'} - m_{\Upsilon} = 560$ MeV, du même ordre que la différence de masse $m_{\psi'} - m_{\psi} = 580$ MeV malgré l'augmentation de la masse des quarks, favorise une forme logarithmique pour le potentiel V(r) entre quarks (ref.55) pour $0{,}2 < r < 1$ fermi (fig.IV 20 d'après ref.36).

Mais le potentiel de Richardson (ref.56) calculé au 1er ordre de QCD, modifié pour inclure le 2ème ordre de QCD (ref.57), reproduit aussi très bien les données expérimentales.

Enfin un potentiel de la forme $V = a + br^{\alpha}$ donne des résultats aussi valables (réf.58).

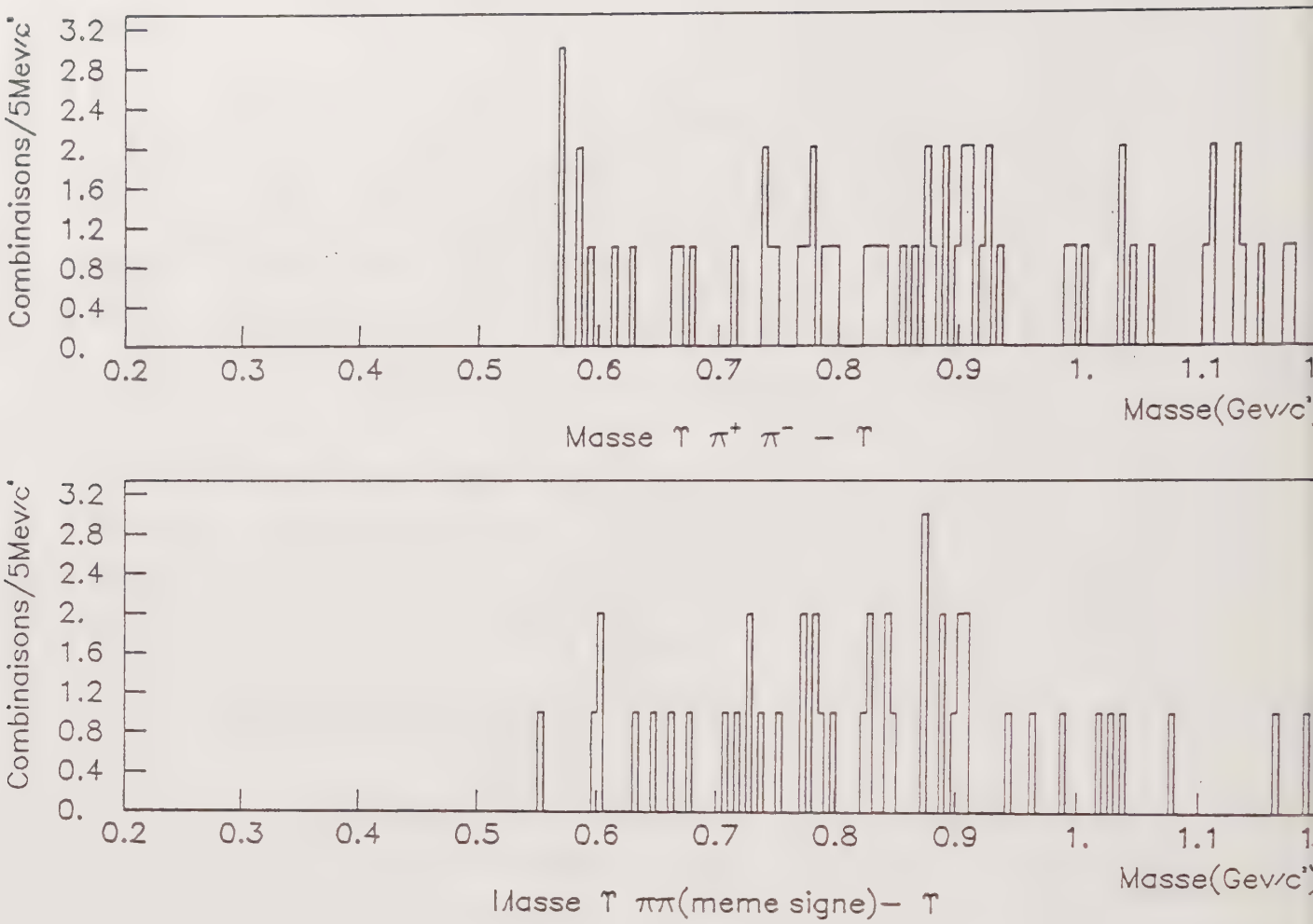

Combinaisons/5Mev/c²
3.2
2.8
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.
1.1
Masse(Gev/c²)
Masse ϒ π⁺ π⁻ − ϒ
Combinaisons/5Mev/c²
3.2
2.8
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1.
1.1
Masse(Gev/c²)
Masse ϒ ππ(meme signe)− ϒ

Fig. IV 19

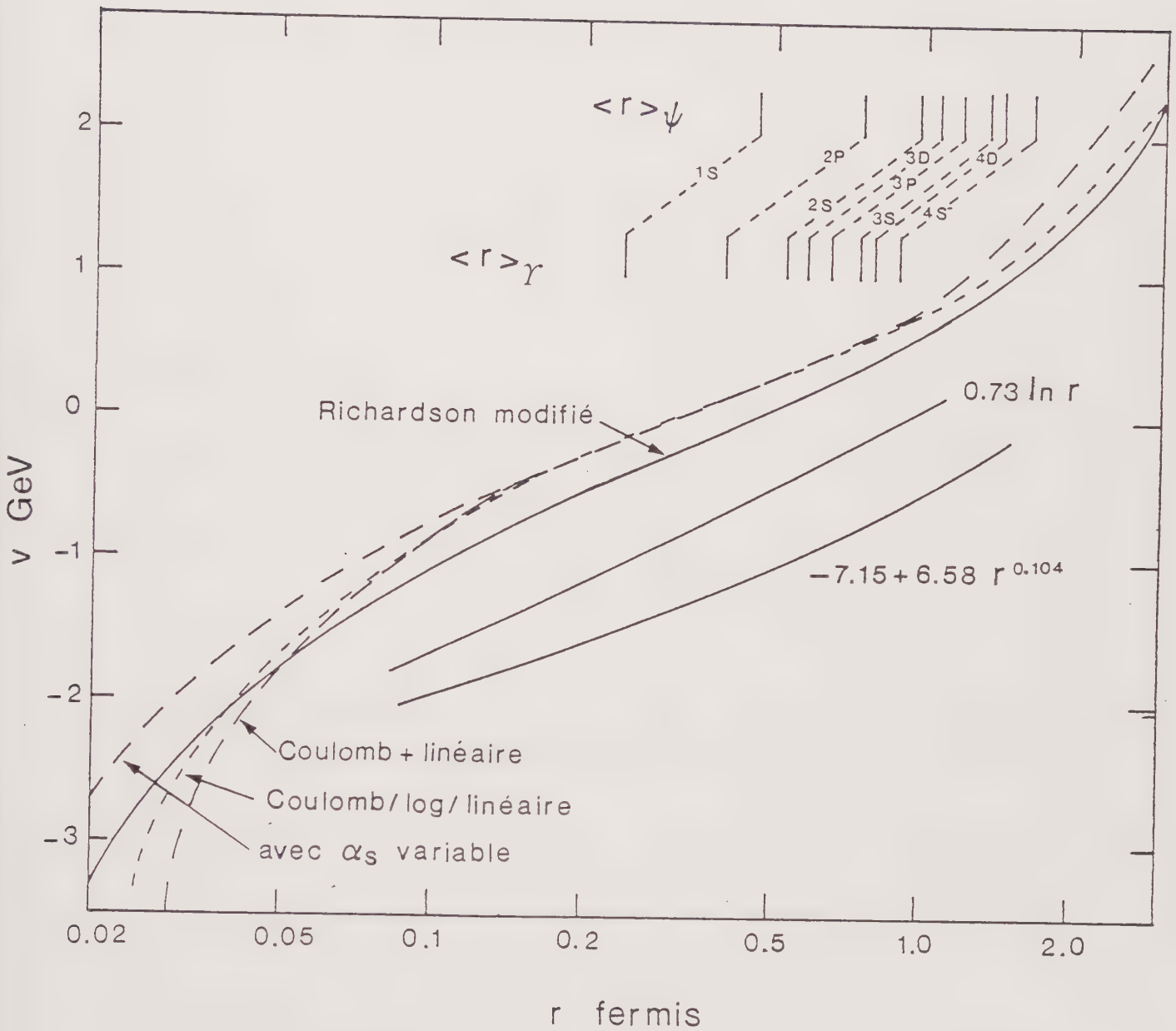

$\langle r \rangle_\psi$
1S
2P
3D
4D
3P
2S
3S
4S
$\langle r \rangle_\gamma$
Richardson modifié
0.73 ln r
$-7.15 + 6.58\ r^{0.104}$
Coulomb + linéaire
Coulomb/ log/ linéaire
avec α_s variable
v GeV
2
1
0
-1
-2
-3
0.02
0.05
0.1
0.2
0.5
1.0
2.0
r fermis

Fig. IV 20

Actuellement, 3 expériences (ref.54) ont observé cette désintégration en anneaux de collision e+e- :

LENA	7 événements	$B_{\Upsilon' \to \Upsilon \pi^+\pi^-}$	= 19 ± 8%
CUSB	23 ,,	B "	= 20 ± 7%
CLEO	17 ,,	B "	= 19,1 ± 6%

Elles obtiennent des spectres de masse $\pi+\pi-$ dominés par les grandes valeurs de masse, comme pour le ψ'.

On peut alors évaluer

$$\Gamma_{\Upsilon' \to \Upsilon gg} = \Gamma_{\Upsilon' \to \Upsilon \pi^+\pi^-} + \Gamma_{\Upsilon' \to \Upsilon \pi^\circ\pi^\circ} + \Gamma_{\Upsilon' \to \Upsilon \eta}$$
$$= \frac{3}{2} \Gamma_{\Upsilon' \to \Upsilon \pi^+\pi^-}$$

(par conservation d'isospin et $\Upsilon\eta$ a très peu d'espace de phase).

QCD prédit

$$R = \frac{\Gamma_{2g}(T')}{\Gamma_{2g}(\psi')} \sim \frac{\langle r^2_{\psi'} \rangle^2}{\langle r^2_{T'} \rangle^2} \sim \left(\frac{m_c}{m_b}\right)^2 \sim \left(\frac{M_\psi}{M_\Upsilon}\right)^2 = 0,11$$

alors qu'un modèle avec gluons de spin 0 prédit 1 (réf.42). LENA obtient R = 0,09 ± 0.05 et CUSB $R < 0,5$

Compte tenu du faible nombre de Υ produits, une contribution éventuelle à la production du ψ par $\Upsilon \longrightarrow ggg \longrightarrow \psi\pi+\pi-$ [par analogie à $\psi \longrightarrow \Phi\pi+\pi-$ dont le rapport de branchement est 2.10^{-3}] est négligeable.

La grande valeur du fond combinatoire $\psi\pi+\pi-$ à 9,5 GeV (80 combinaisons par 400 MeV/c^2) ne nous permet pas de donner une limite pour le rapport de branchement.

4/Les autres états ψ^n ($J^{PC} = 1^{--}$) du système $c\bar{c}$

Ce sont les états qui ont été produits directement en anneaux de collision e+e- car ils sont couplés au photon (1--).

a/ Après le ψ' (3685) 2^3S_1, le ψ'' a été découvert à Stanford à une masse de 3768 ± 2 MeV voisine de ce qu'on attend pour un état 3^3D_1 ; il est donc au-dessus du seuil $D\bar{D}$ ce qui explique sa largeur totale beaucoup plus grande Γ = 25 ± 3 MeV et son mode de désintégration dominant $\psi'' \longrightarrow D\bar{D}$; sa largeur partielle Γ_{ee} = 277 ± 50 eV (ref.59) est incompatible avec ce qu'on attend d'une onde D pure (≃ 40 eV à partir de la dérivée seconde à l'origine pour une onde D : $R''_d(0)$) et indique un mélange avec l'état 2^3S_1 ($\Gamma_{ee} \simeq 2$ keV) (ref. 60).

On peut alors calculer $B_{\psi''\to\mu^+\mu^-} = B_{\psi''\to e^+e^-} = \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma} \simeq 11.10^{-6}$. Cette valeur très faible ne nous permet que de donner une limite (fig.IV 2) : $\frac{B\sigma_{\psi''}}{B\sigma_{\psi}} < 8.10^{-4}$ à un écart standard. D'où $\sigma_{\psi''} < 5\,\sigma_{\psi}$.

La désintégration $\psi'' \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$ est très intéressante car elle permettrait de déterminer les composantes $^3D_1$ (spectre de masse $\pi^+\pi^-$ plat) et $^3S_1$ (spectre de masse $\pi^+\pi^-$ piqué aux grandes masses $\pi^+\pi^-$ comme pour le ψ') (ref.42). Mais ce mode de désintégration est sans doute très défavorisé par rapport au mode $D\bar{D}$ dominant (ref.61) ; le ψ'' étant au-dessus du seuil $D\bar{D}$, une description complète de sa fonction d'onde doit inclure le couplage de $c\bar{c}$ à $(c\bar{q})$ $(c\bar{q})$ et $(c\bar{c})$ $(q\bar{q})$, la terminologie ($^3D_1$, $^3S_1$)ne s'appliquant qu'à la composante $c\bar{c}$.

Pour le mode $\psi'' \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$ nous ne pouvons donner qu'une limite $\frac{\sigma_{\psi''}\, B_{\psi''\to\psi\pi^+\pi^-}}{\sigma_{\psi'}\, B_{\psi'\to\psi\pi^+\pi^-}} < 0{,}13$ (fig.IV 12 avec ΔM = 672 MeV)

b/ Au dessus de 4 GeV/c^2 une structure complexe apparait en anneaux de collision (fig. IV 10) dans la réaction e+e- $\longrightarrow$ hadrons ; elle a pu être résolue et la 1ère résonance ψ''' apparait à 4030 ± 5 MeV, masse voisine de ce qu'on attend pour l'état 3^3S_1. Elle est située au-dessus du seuil $D\bar{D}*$ et juste au-dessus du seuil $D*\bar{D}*$.

Elle est plus large que le ψ'' : Γ = 52 ± 10 MeV mais le rapport entre ses modes de désintégration principaux $D\bar{D}/D\bar{D}*$ + $D*\bar{D}/D*\bar{D}*$ a fait douter longtemps de sa composition : en effet, statistiquement ils sont produits dans le rapport 1/4/7 et la cinématique (le ψ''' n'est que 18 MeV au-dessus du seuil $D*\bar{D}*$) réduit ce rapport à 1/1,6/0,09.

Mais expérimentalement ils sont mesurés dans le rapport 1/12/10! (ref.62). Cet incroyable renforcement du mode $D*\bar{D}*$ a conduit à approfondir (ref.63) l'hypothèse de l'existence de "molécules de charme" (ref.64) : états liés de 4 quarks ($c\bar{c}\ q\bar{q}$) organisés en système $D\bar{D}$ interagissant par l'échange de π, ρ...

Dans cette hypothèse, le facteur 100 renforçant la désintégration $D*\bar{D}*$ vient de ce que le ψ''' est une molécule $D*\bar{D}*$.

Cette hypothèse prédit aussi de nombreux autres états (ref.63) et notamment des états chargés électriquement qui pourraient se désintégrer en $\psi\pi+$ ou $\psi\pi-$.

Dans notre expérience, aucune résonance n'apparait dans ces spectres (fig.IV 21).

Une autre explication possible, moins exotique, est due au groupe de Cornell (ref.65) : comparant les fonctions d'onde de l'état $c\bar{c}$ 3S et d'un système $D\bar{D}$ dans un état ℓ = 1, ils trouvent une annulation de l'amplitude de transition pour une valeur donnée de l'impulsion (à cause des noeuds de la fonction d'onde 3S) ; compte tenu de la masse du D, cette impulsion correspond

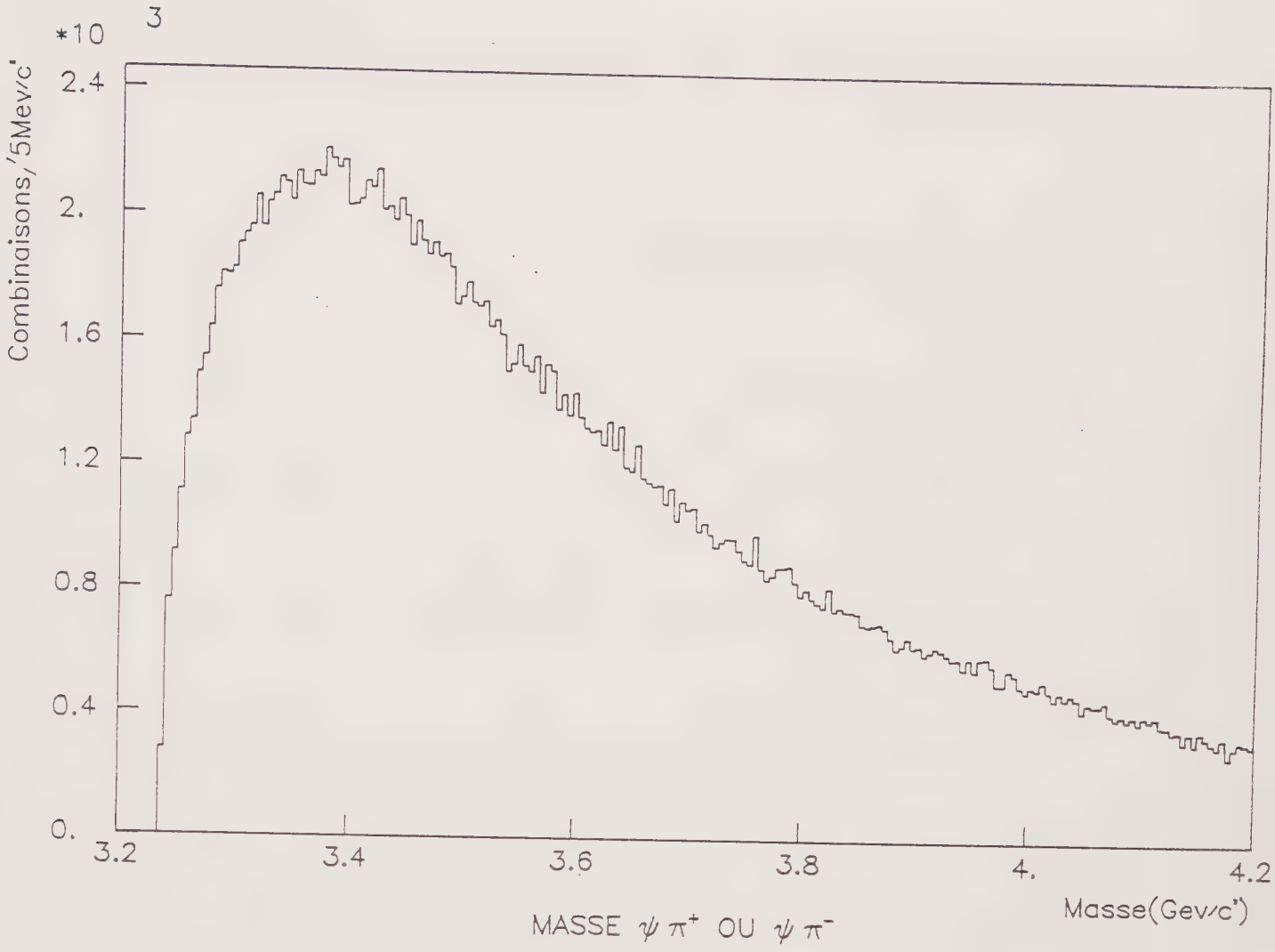

*10 3
Combinaisons/5Mev/c²
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
3.2
3.4
3.6
3.8
4.
4.2
MASSE ψ π⁺ OU ψ π⁻
Masse(Gev/c²)

Fig. IV 21

précisément à une masse DD = 4030 MeV. Pour les systèmes $D\bar{D}*$ et $D*\bar{D}*$, ils obtiennent des valeurs sensiblement égales en accord avec l'expérience.

La largeur partielle du ψ''' en e+e-, Γ_{ee} = 780 eV donne un rapport de branchement $B_{\psi''' \to \mu^+\mu^-} = B_{\psi''' \to e^+e^-} = 15.10^{-6}$.

A partir du spectre $\mu+\mu-$ que nous observons (fig.IV 2), nous obtenons la limite :

$$\frac{B\sigma_{\psi'''}}{B\sigma_{\psi}} = (1,4\ ^{+3,8}_{-1,4})\ 10^{-4} \longrightarrow \sigma_{\psi'''} = (0,7\ ^{+1,8}_{-0,7})\ \sigma_{\psi}$$

Pour le mode $\psi''' \longrightarrow \psi\pi+\pi-$, nous obtenons, à Δm = 933 MeV (fig.IV 12) :

$$\frac{\sigma_{\psi'''} B_{\psi''' \to \psi\pi^+\pi^-}}{\sigma_{\psi'} B_{\psi' \to \psi\pi^+\pi^-}} < 0,173 \quad .$$

La largeur partielle du 3^3S_1 en $\psi\pi+\pi-$ a été évaluée théoriquement (ref.40) $\Gamma_{\psi\pi\pi} \simeq 110$ keV soit $B_{\psi''' \to \psi\pi\pi} = 0,21$ %.

c/ A 4159 MeV, une structure possible en R pourrait correspondre à l'état 4^3D_1 mais son existence n'est pas certaine à cause des corrections radiatives importantes. Prenant les valeurs des tables M = 4159 ± 20 MeV, Γ = 78 ± 20 MeV, $B_{\psi n \to \mu\mu} = 10.10^{-6}$, nous obtenons :

$$\frac{B\sigma_{\psi n}}{B\sigma_{\psi}} < 3,3.10^{-4} \rightarrow \sigma_{\psi n} < 2,3\ \sigma_{\psi}$$

et en $\psi\pi+\pi-$ $\dfrac{B\sigma(\psi^n)}{B\sigma_{\psi'}} < 0,20$

à Δm = 1062 MeV.

d/ Enfin à 4415 MeV, une résonance plus sûre a été trouvée qui pourrait correspondre à l'état 4^3S_1 ; mais les couplages dans l'état final (dus aux canaux $D\bar{D}$, $F\bar{F}$...) rendent ces appellations de moins en moins crédibles.

Les paramètres en sont : M = 4415 ± 6 MeV, Γ = 43 ± 20 MeV (en fait 66 ± 15 ou 33 ± 10 suivant les expériences) $B_{e^+e^-} \simeq 10.10^{-6}$. Nous obtenons

$$\frac{B\sigma_{\psi(4400)}}{B\sigma_{\psi}} < 2,6.10^{-4} \rightarrow \sigma_{\psi(4400)} < 1,8\ \sigma_{\psi} \quad .$$

Pour le mode $\psi\pi^+\pi^-$ à ΔM = 1318 MeV, nous obtenons

$$\frac{B\sigma_{\psi(4400)\rightarrow\psi\pi\pi}}{B\sigma_{\psi'\rightarrow\psi\pi\pi}} < 0,12 \quad .$$

La théorie (ref.40) prédit $\Gamma_{\psi\pi^+\pi^-} \simeq 600$ keV soit B = 1,4%. Les modèles de molécules de charme (ref.63) donnent pour ce rapport de branchement une valeur élevée ≃ 10%.

Pour toutes les désintégrations $\psi^n \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$, une limite globale a été obtenue aux anneaux de collision de Hambourg (PLUTO, ref.66) où 4 événements ont été observés, 2 complètement identifiés à une masse $\psi\pi^+\pi^-$ de 4,2 GeV. Pour la production inclusive du ψ aucun effet n'est observé à 4,03 et 4,4 GeV/c^2. La valeur B ($\psi^n \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$) est probablement inférieure à 1%.

5) $\underline{2^3P_i}$ ou χ

La situation est différente de celle des $\psi(^n)$ car un état $J^{PC} = J^{++}$ n'est pas couplé au photon 1-- et donc n'est pas produit directement en e+e- (e+e- $\longrightarrow \gamma^* \not\longrightarrow \chi \longrightarrow$ X) et n'est pas détectable pour nous en $\mu^+\mu^-$ ($\pi^-p \longrightarrow \chi \not\longrightarrow \gamma^* \longrightarrow \mu^+\mu^-$).

Pratiquement, ces états ont été trouvés en e+e- par la cascade :

$$e^+e^- \longrightarrow \psi' \longrightarrow \chi\gamma \quad \begin{cases} \hookrightarrow \text{hadrons ou } \psi\gamma \\ \qquad\qquad \hookrightarrow \mu^+\mu^- \text{ ou } e^+e^- \end{cases}$$

Nous les observons essentiellement dans le mode :

$$\pi^- p \longrightarrow \chi \longrightarrow \psi\gamma \hookrightarrow \mu^+\mu^-$$

La double cascade :

$$\pi^- p \longrightarrow \psi' \longrightarrow \chi\gamma \hookrightarrow \psi\gamma \hookrightarrow \mu^+\mu^-$$

est beaucoup plus rare.

a) Paramètres : la façon de les mesurer en anneaux ne permet que d'obtenir

- précisément $B(\psi' \longrightarrow \chi\gamma) \times B(\chi \longrightarrow \psi\gamma)$
- moins précisément $B(\psi' \longrightarrow \chi\gamma)$
- la masse et le spin des différents χ

mais pas d'information sur les largeurs partielles $\Gamma(\chi \longrightarrow \psi\gamma)$ ou totales.

Les valeurs expérimentales des rapports de branchement ayant évolué depuis la publication des tables, nous donnons les différentes mesures disponibles actuellement :

α) masse : χ_0 : 3413,9 ± 4,3 MeV/c²
χ_1 : 3506,7 ± 3,7 MeV/c²
χ_2 : 3551,0 ± 4,8 MeV/c²

β) nombres quantiques :
$\psi' \longrightarrow \chi\gamma$ d'où C = +1
$\chi \longrightarrow$ nombre pair de π d'où G = +1
χ_0 et $\chi_2 \longrightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-$ d'où J^P = 0+, 1−, 2+,
C = +1 $\Longrightarrow$ J^{PC} = 0++ ou 2++,
distribution angulaire des γ (ref.67)
J^{PC} (χ3510) = 1++, J^{PC} (χ 3550) = 2++,
d'où les assignations
$\chi_0 = 0^{++} = 2^3P_0$; $\chi_1 = 1^{++} = 2^3P_1$; $\chi_2 = 2^{++} = 2^3P_2$

γ) B ($\psi' \longrightarrow \gamma_1 \psi$)

Deux mesures expérimentales seulement existent :

	χ_0	χ_1	χ_2
ref.68	7,2 ± 2,3%	7,1 ± 1,9%	7,0 ± 2,0%
ref.69	7,6 ± 1,7%	7,5 ± 1,7%	7,5 ± 1,7%

où l'erreur statistique (utilisable pour les rapports) ne serait que ± 0,6% (d'après une remarque dans ref.70).

δ) B ($\psi' \longrightarrow \gamma_1 \psi$) x B ($\chi \longrightarrow \psi \gamma_2$)

Les mesures les plus récentes sont (ref.67) :

χ_0	χ_1	χ_2
0,059 ± 0,15%	2,38 ± 0,12%	1,26 ± 0,09%

± 16% (erreur systématique sur l'ensemble)

D'où les valeurs de B($\chi \longrightarrow \psi \gamma_2$)

χ_0	χ_1	χ_2
0,78% ± 0,26%	31,7% ± 4%	16,8% ± 2%

b) <u>Interaction électromagnétique</u>

D'un point de vue théorique, l'égalité des B ($\psi' \longrightarrow \chi\gamma$) pour les 3 χ n'est pas du tout évidente à première vue : en effet pour une transition E1, on a :

$$\Gamma(\psi' \longrightarrow \gamma_1 \chi) = \frac{4}{27} \alpha e_Q^2 (2J+1) k_1^3 |\langle 2p | r | 2s \rangle|^2$$

avec J = spin du χ, k_1 = impulsion du γ_1 ;

l'égalité des rapports de branchement traduit donc la compensation inattendue d'un facteur statistique (2J + 1) = 1/3/5 du au spin des χ par un facteur cinématique k^3 venant de l'impulsion du photon! Cette égalité montre aussi que, bien que des multipoles plus élevés soient possibles pour $\gamma_1\chi_1$ et $\gamma_1\chi_2$, le dipôle E1 est dominant.

La même formule appliquée à la transition $\chi \longrightarrow \gamma_2\psi$ permet d'attendre $\frac{\Gamma(\chi \to \gamma_2\psi)}{k_2^3}$ dans le rapport 1/1/1/, donc $\Gamma(\chi \longrightarrow \gamma_2\psi)$ dans le rapport 1/3,3/4,4 d'où, compte tenu des rapports de branchement, $\Gamma_T(\chi)$ dans le rapport 13/1/2,6. Pour atteindre les valeurs absolues des largeurs, il faut utiliser les règles de somme dipolaires (Jackson ref.71) qui s'écrivent :

$$\Gamma(\chi \to \psi\gamma_2) < \frac{1}{3}\,(2\alpha e_Q^2\, k_2^2/\mu)$$

avec μ = masse réduite = $m_c/2$

$$\Gamma(\chi \to \psi\gamma_2) \geq \frac{1}{9}\left(\frac{2\alpha k_2^2}{\mu} e_Q^2\right) + \frac{3}{2J+1}\left(\frac{k_2}{k_1}\right)^2 \Gamma(\psi' \to \gamma_1\chi)$$

On peut remarquer que les valeurs actuelles de $\Gamma(\psi' \longrightarrow \gamma\chi)$ (ref.69) rendent impossible une charge $e_Q = \frac{1}{3}$ pour le quark c!

Avec $e_q = \frac{2}{3}$, on obtient :

$$110 < \Gamma(\chi_0 \longrightarrow \psi\gamma) < 180 \text{ keV}$$
$$230 < \Gamma(\chi_1 \longrightarrow \psi\gamma) < 390 \text{ keV}$$
$$300 < \Gamma(\chi_2 \longrightarrow \psi\gamma) < 510 \text{ keV}$$

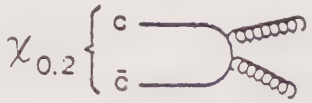
avec les valeurs actuelles de $B(\chi \longrightarrow \psi\gamma)$

on obtient
$$14 < \Gamma_T(\chi_0) < 23 \text{ MeV}$$
$$0,7 < \Gamma_T(\chi_1) < 1,2 \text{ MeV}$$
$$1,8 < \Gamma_T(\chi_2) < 3 \text{ MeV}$$

L'intérêt de ces limites est qu'elles ne font intervenir que des paramètres électromagnétiques. Des résultats expérimentaux préliminaires (ref.27) donnent :

$$\Gamma_T(\chi_0) = 16 \pm 4 \text{ MeV}$$
$$\Gamma_T(\chi_1) < 2.6 \text{ MeV}$$
$$\Gamma_T(\chi_2) = 2 \pm 1 \text{ MeV}$$

Une estimation indépendante des largeurs d'annihilation Γ_a ($\chi \longrightarrow$ hadrons) est obtenue à partir de QCD pour le χ_o et χ_2 (ref.72) et le χ_1 (ref.73) : le mode dominant pour le χ_o et le χ_2 est $\chi_{0,2} \longrightarrow gg$

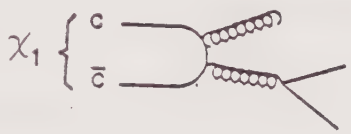


Pour le χ_1 :

1++ $\longrightarrow$ gg est interdit (un méson vecteur ne pouvant se désintégrer en 2 particules de masse nulle d'après le théorème de Yang)

1++ $\longrightarrow$ ggg n'est pas interdit par C mais demande que les 3 gluons soient dans un état antisymétrique en couleur

1++ $\longrightarrow$ $gq\bar{q}$ est au même ordre α_s^3 que le précédent et sera dominant



Par ordre de confiance décroissante, les prédictions sont:

- $\Gamma_a(\chi_2)/\Gamma_a(\chi_2) = 15/4$
  très fort , indépendant de α_s (même mode gg)
  on aurait 125/4 pour des gluons de spin 0, ce qui est donc exclu (ref.74)

- $$\Gamma_a(\chi_1)/\Gamma_a(\chi_o) = -\frac{4}{9}\pi\alpha_s \ln\left(\frac{4m_c^2}{4m_c^2 - M^2}\right)$$

  $\Longrightarrow \Gamma_a(\chi_o)/\Gamma_a(\chi_1)/\Gamma_a(\chi_2) = 15/1/4$

- $$\Gamma_a(\chi_o) = \frac{96\alpha_s^2}{M^4} |R'(0)|^2$$

peu fiable car la dérivée à l'origine est mal connue. Barbieri estimait $\Gamma_a(\chi_o) \simeq 2.2$ MeV.

Enfin des calculs récents de corrections radiatives QCD modifient quelque peu ces prédictions :

Pour les largeurs partielles, Arafune et Fukugita (ref.70) remarquent que les mesures récentes (ref.69) de- $\frac{\Gamma(\psi' \to \gamma\chi)}{k^3}$ donnent des rapports 1/3,6/8,6 et compte tenu des erreurs plus faibles ne sont plus compatibles avec 1/3/5 attendu ; calculant et trouvant négligeables les contributions possibles d'un moment anormal du quark c, d'une composition 2S + ε3D du ψ', et d'une correction de vertex QCD ( ), ils obtiennent un rapport 1/4,7/10,2 à partir du calcul de l'échange d'un gluon transverse ( ). Pour le rapport $\frac{\Gamma(\chi \to \psi\gamma)}{k^3}$, cette correction est moins importante et donne 1,23/0,99/1,0 au lieu de 1/1/1.

Pour les largeurs d'annihilation, les corrections radiatives QCD peuvent être énormes ($1+22\ \frac{\alpha_s}{\pi}$ pour $\frac{\Gamma(n_c \to gg)}{\Gamma(n_c \to \gamma\gamma)}$) elles ont été calculées par Barbieri (réf.75) pour $\Gamma_a(\chi_o)/\Gamma_a(\chi_2)$; il obtient $\frac{15}{4}\ (1 + 12\ \alpha_s/\pi)$ au lieu de 15/4!

Ces corrections au 1er ordre aux largeurs d'annihilation sont énormes mais il faut remarquer qu'elles dépendent de la méthode choisie pour calculer α_s. Barbieri choisit la "soustraction minimale" α_{MS} ; mais si on choisit une autre méthode (α_{MOM}, ref.76), on obtient, par exemple, le même résultat numérique pour $\frac{\Gamma(n_c \to gg)}{\Gamma(n_c \to \gamma\gamma)}$ mais avec une correction $\left(1 + 1{,}78\ \frac{\alpha_{MOM}}{\pi}\right)$ seulement.

d)<u>Détection des χ par leur désintégration en $\psi\gamma$ dans notre expérience</u>

Deux méthodes ont été utilisées pour détecter les γ :

α) l'utilisation du calorimètre situé devant l'absorbeur en fer,

β) la reconnaissance des paires e+e- matérialisées dans la partie amont du spectromètre et mesurées dans les chambres proportionnelles.

La première méthode a une bonne efficacité de conversion mais n'a pas une résolution en masse suffisante pour séparer les χ.

La deuxième méthode a une faible efficacité de conversion mais une très bonne résolution en masse.

α) La première méthode de détection a été décrite en détail dans la thèse de Graham King (réf.2). Elle a été utilisée pour une statistique réduite de ψ (2096 événements à 175 GeV/c) ; la position du début de la gerbe électromagnétique provoquée par le γ était obtenue par une chambre proportionnelle (DO) placée derrière 2,5 longueurs de radiation de plomb. On obtenait ainsi une résolution spatiale de 5 cm.

Derrière DO, un calorimètre-sandwich plomb/scintillateur permettait d'avoir une résolution en énergie sur le γ de $\frac{50\ \%}{\sqrt{E_\gamma}}$ (à mi-hauteur). Le spectre $\psi\gamma$ ainsi obtenu (fig.IV 22) montre un signal de 95 ± 15 événements à une masse de 3586 MeV/c² avec une résolution de 90 MeV/c² à mi-hauteur. Une erreur systématique de 10% sur la calibration en énergie du calorimètre n'est pas exclue, amenant la masse à 3546 MeV/c².

Le nombre d'événements observés correspondait à une contribution globale des χ à la production du ψ : $c_\chi = 36 \pm 5\%$.

β) La deuxième méthode, utilisant les γ convertis dans le spectromètre est décrite dans la référence 77. La figure IV 23, tirée de cette référence, montre que les contributions du χ_1 et du χ_2 à ce signal ont le même ordre de grandeur.

e) Autres modes de désintégration

α) Un autre mode de désintégration $\chi \longrightarrow \psi n\pi$ est à priori possible, mais :

$\chi \longrightarrow \psi n\pi^\circ$ est interdit par la conservation de C.
$\chi \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$ est interdit par la conservation de la G parité
$\chi \longrightarrow \psi n\pi$ n>3 est impossible cinématiquement

Le seul mode possible est donc $\chi \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-\pi_\circ$ et la cinématique ne le rend possible que pour le χ_2 avec un faible espace de phase (43 MeV/c²).

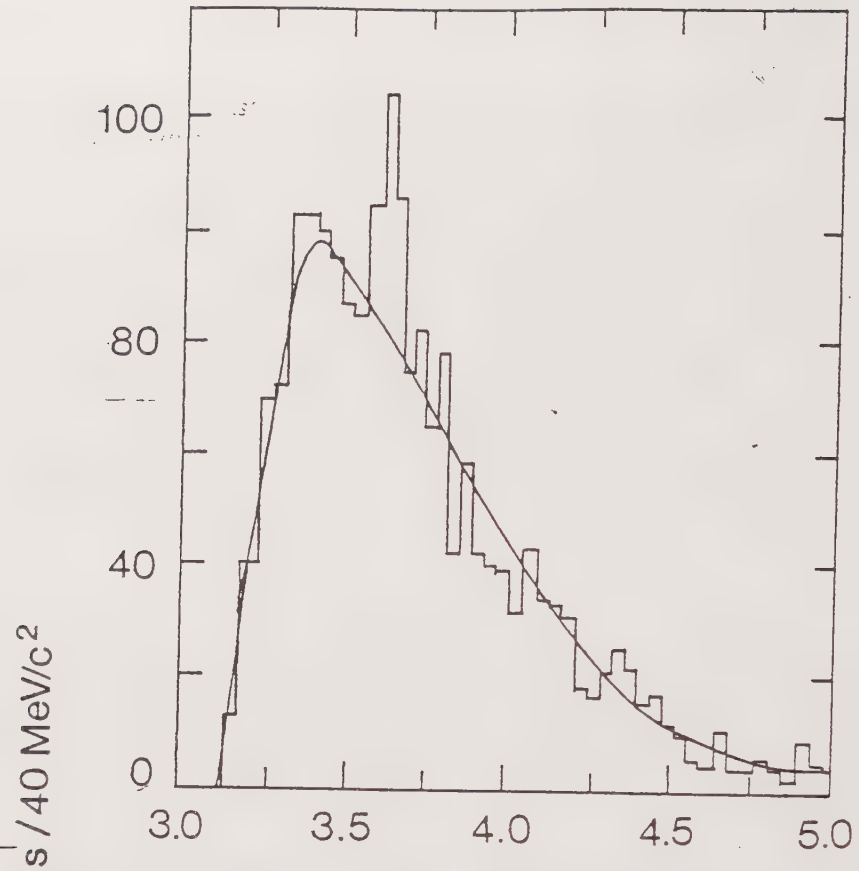


Fig. IV 22

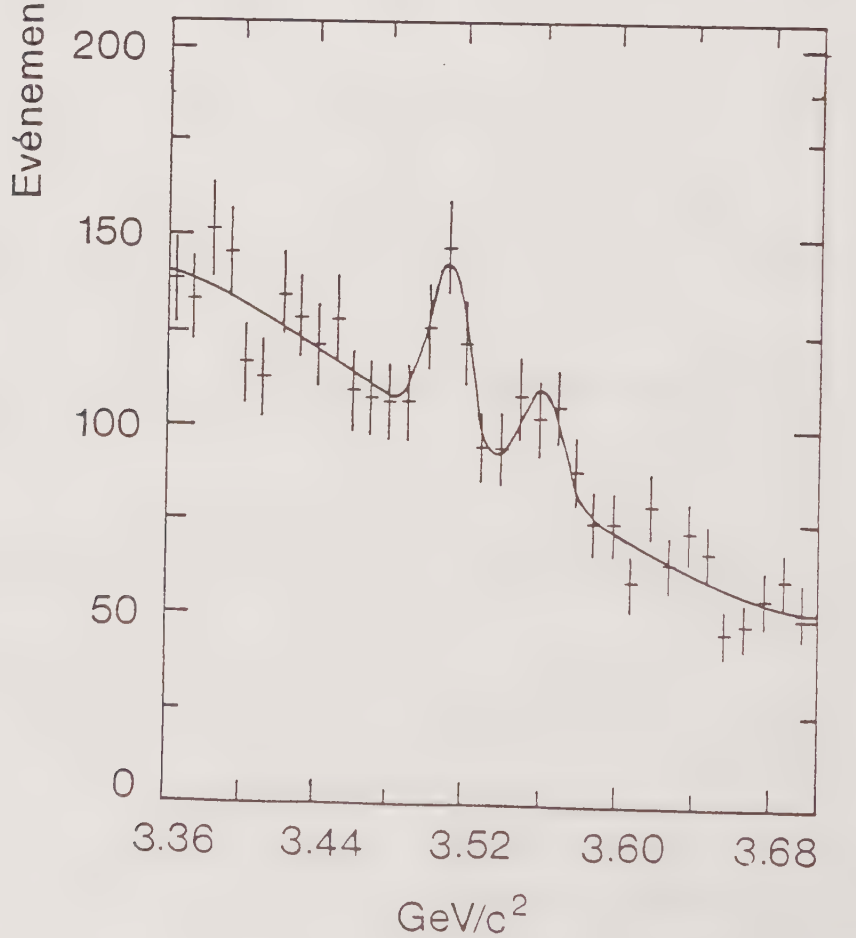


Fig. IV 23

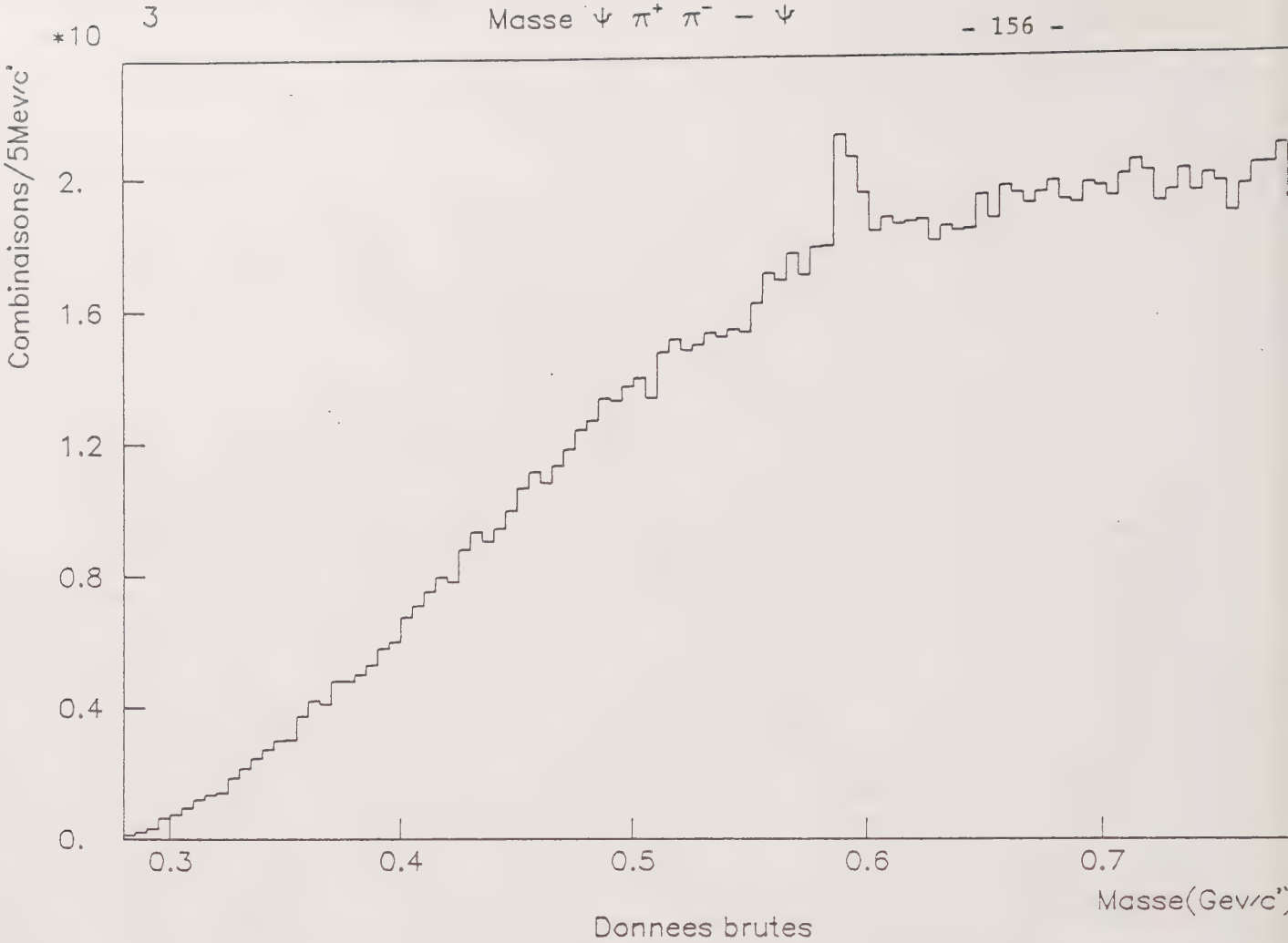
Malgré le faible espace de phase disponible, cette désintégration est forte et pourrait être compétitive avec la désintégration électromagnétique ($\chi \longrightarrow \psi\gamma$).

A partir de l'observation de γ qui proviendraient de la désintégration du π°, ce mode pourrait avoir un rapport de branchement B ($\chi \longrightarrow \psi 3\pi$) = 45% ± 15%, (ref.78) et donc permettre au χ_2 de contribuer considérablement à la production du ψ. Théoriquement, un rapport de branchement aussi élevé est très surprenant : Flory et Hinchliffe (ref.79) utilisant l'expansion multipolaire QCD qui avait donné des résultats corrects pour $\psi' \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-$ (ref. 42) et l'appliquant à $\chi \longrightarrow \psi ggg$ obtiennent : $\Gamma(\chi \longrightarrow \psi + \text{hadrons}) \simeq 1$ eV. Compte tenu de la largeur totale estimée, on attend alors $B(\chi \longrightarrow \psi 3\pi) < 10^{-5}$!.

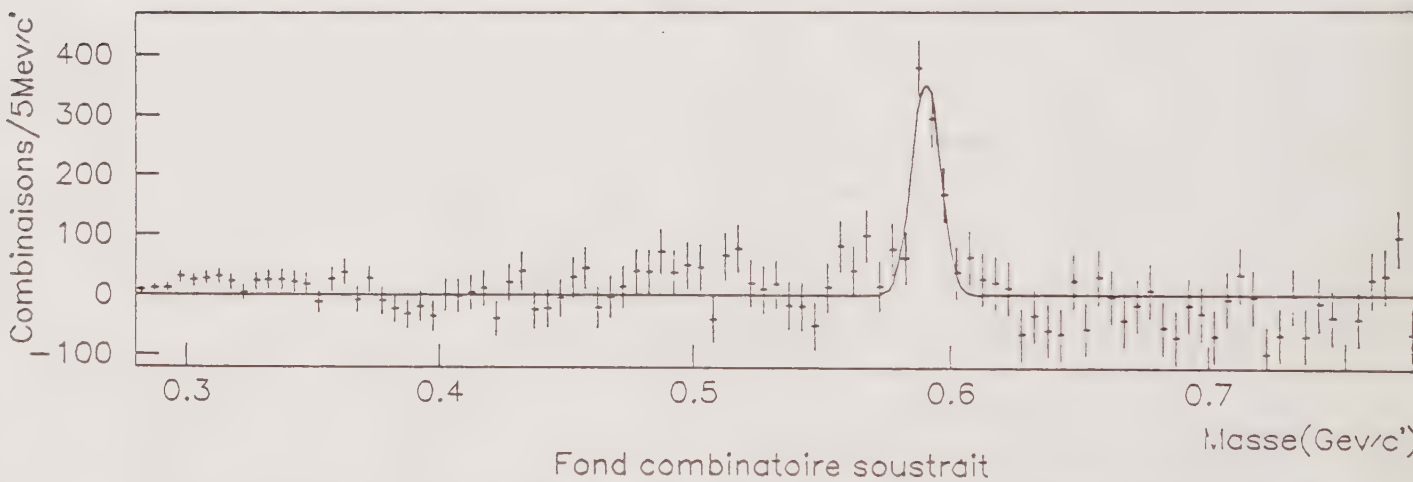
Bien que nous n'ayons pas de détection efficace de π°, le faible espace de phase nous donne la possibilité de mesurer facilement ce mode de désintégration : en effet dans le spectre de masse ($\psi\pi^+\pi^-$ - ψ), tous ces événements doivent se trouver entre le seuil ($2m_\pi$) et $(m_\chi - m_\psi - m_{\pi^\circ})$, donc entre le seuil et 325 MeV/c². La figure IV 24 montre ce spectre brut contenant 513 combinaisons au-dessous de 325 MeV/c² ; après soustraction du fond obtenu à partir des $\pi^\pm\pi^\pm$ (comme pour le ψ'), il reste 170 combinaisons dans cette zone. Cette soustraction est détaillée dans les figures IV 25 et IV 26.

Nous avons simulé une production de χ correspondant à 10% de contribution au ψ sur la fig.IV 24, on attend alors 2040 combinaisons dans cette zone. Nous pouvons donc donner une limite de c_χ = 0,8% à la contribution du χ_2 à la production du ψ par ce mécanisme et une limite de 1% pour le rapport de branchement $\chi_2 \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-\pi^\circ$.

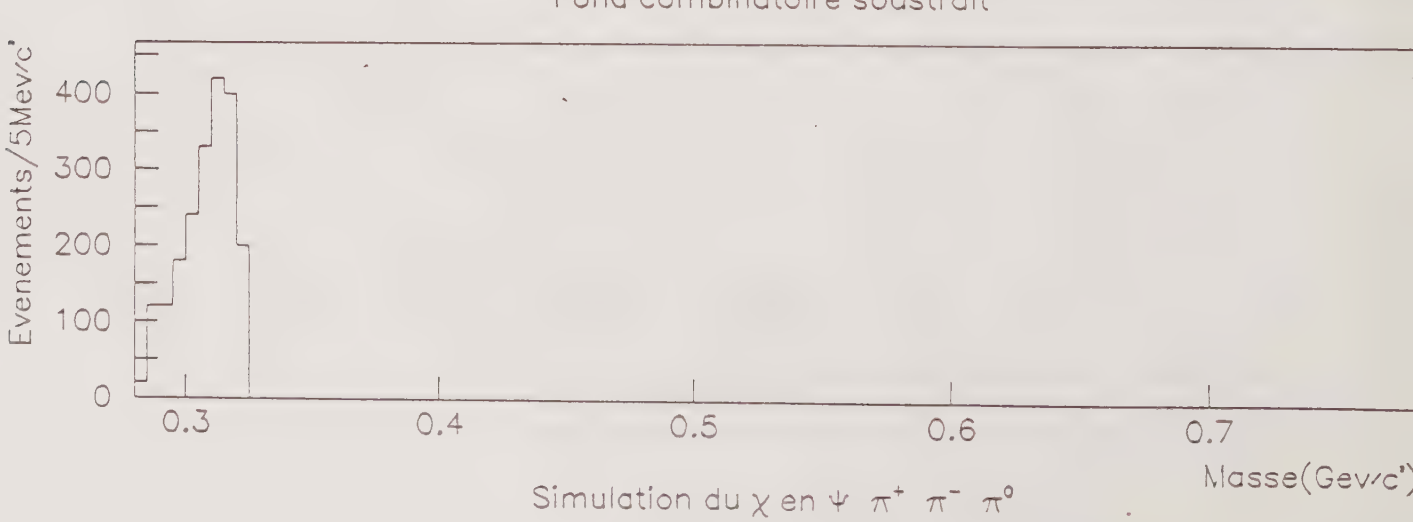
Cette limite est probablement beaucoup plus basse car la plupart des 170 $\pi^+\pi^-$ contribuant à cette zone de masse sont en fait des paires e+e- de conversion de γ rattachés au vertex principal comme il a été montré au chapitre III, §III. Cette



Donnees brutes

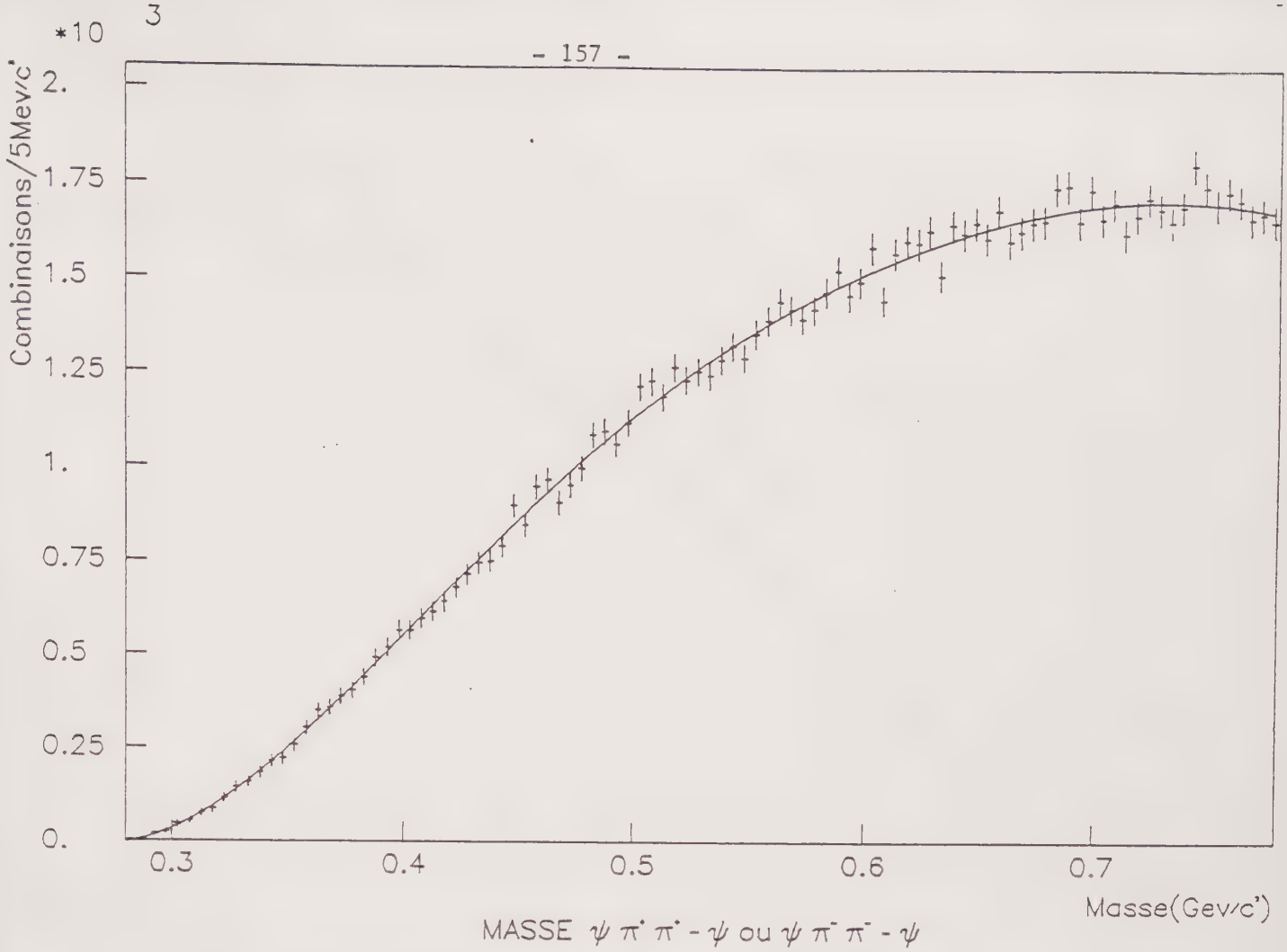


Fond combinatoire soustrait

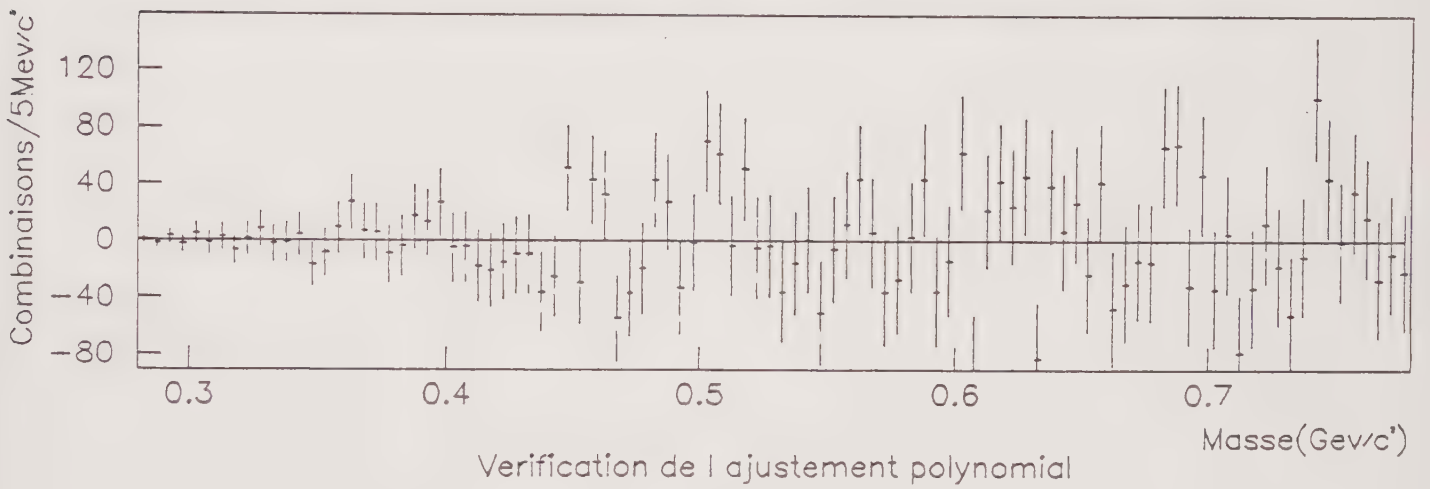


Simulation du χ en Ψ π+ π- π°

Fig. IV 24

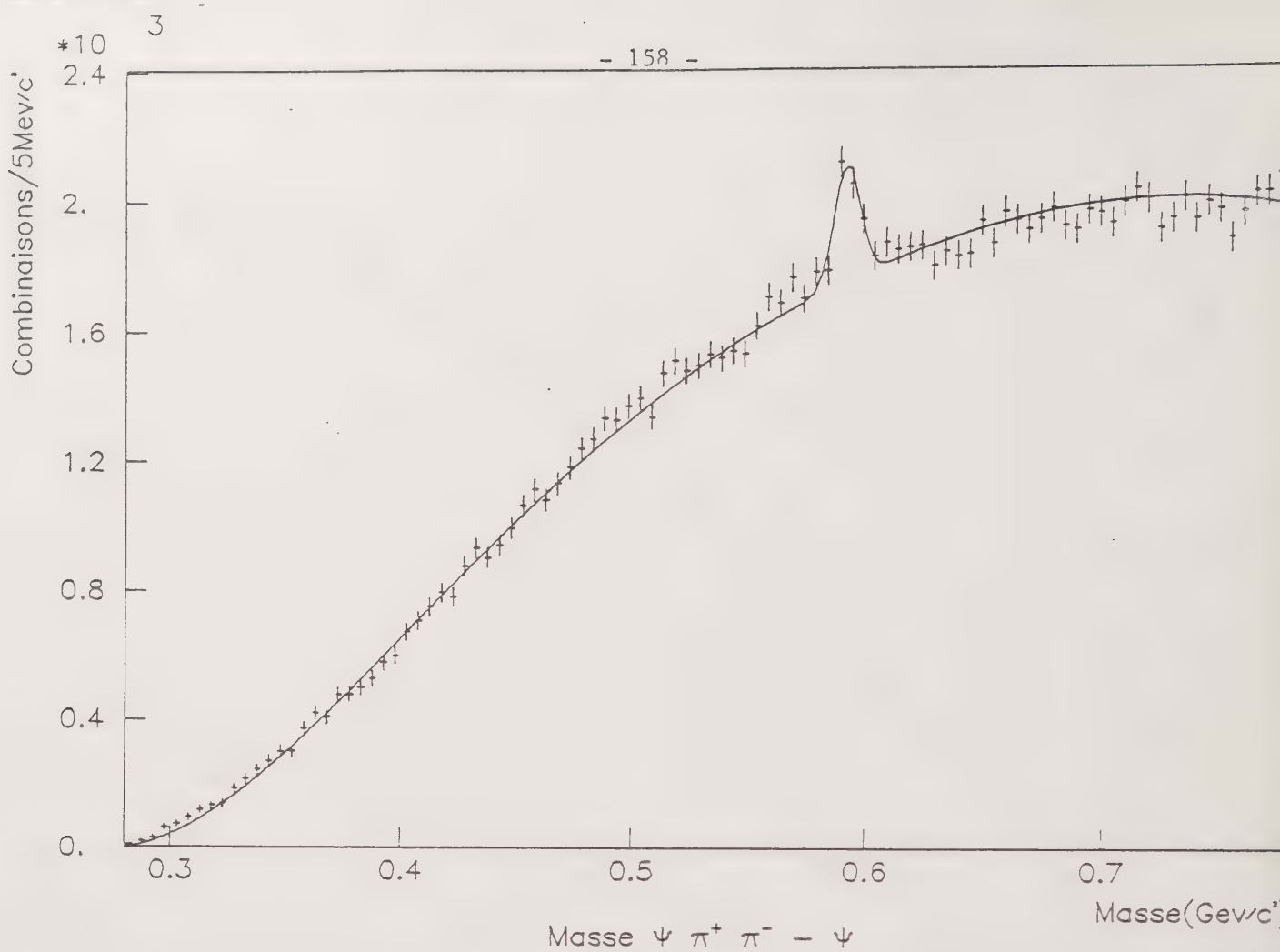


MASSE $\psi \pi^+ \pi^+ - \psi$ ou $\psi \pi^- \pi^- - \psi$



Verification de l ajustement polynomial

Fig. IV 25


*10 3
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
Combinaisons/5Mev/c²
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
Masse(Gev/c²)
Masse Ψ π⁺ π⁻ − Ψ

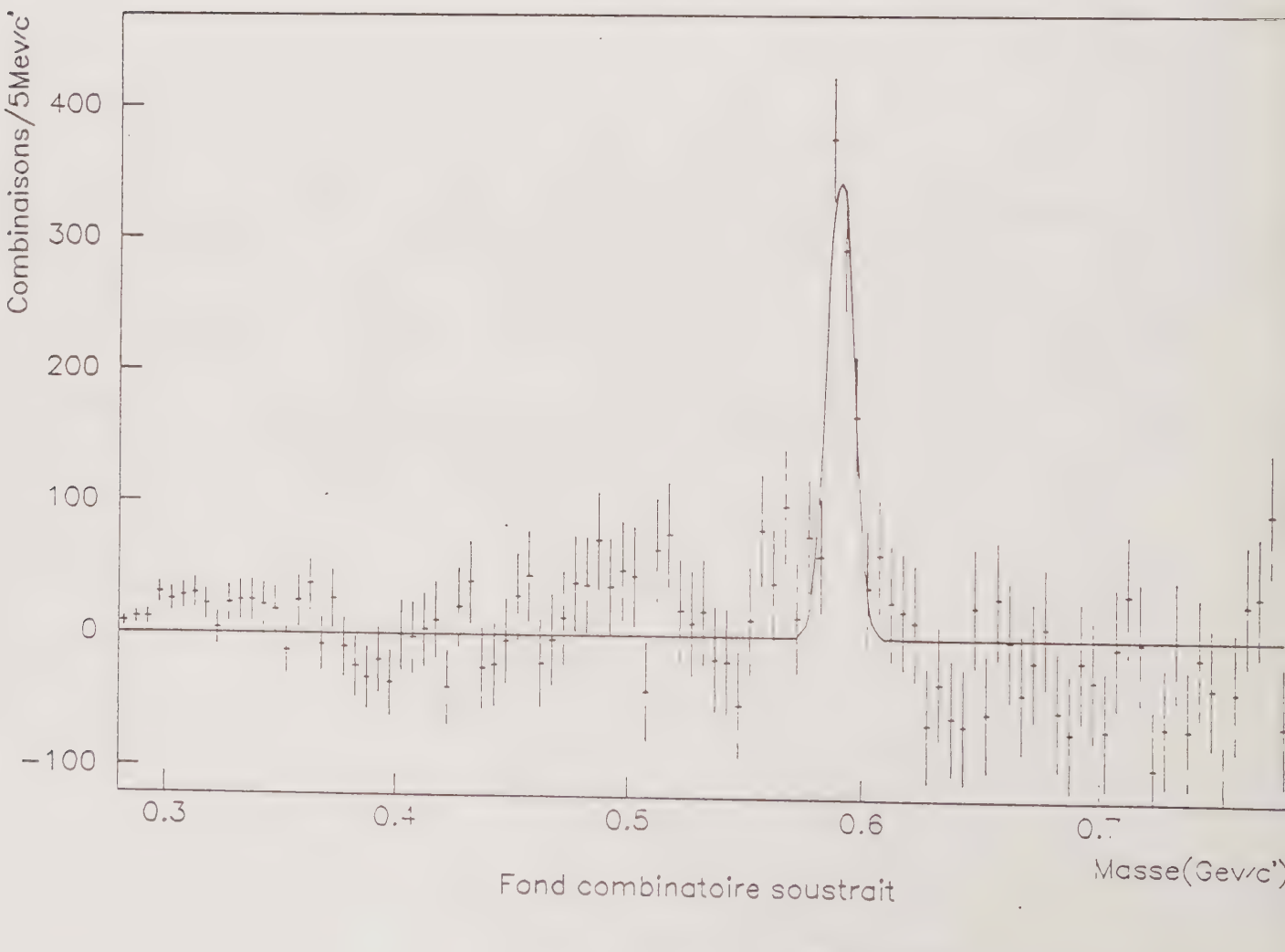

400
300
200
100
0
−100
Combinaisons/5Mev/c²
0.3
0.4
0.5
0.6
Masse(Gev/c²)
Fond combinatoire soustrait

Fig. IV 26

même mauvaise identification provoque aussi un excès d'événements dans les spectres ($\psi\pi^+\pi^-$ - ψ) entre 480 et 520 MeV/c^2 correspondant en fait à des masses ψe^+e^- égales à celles des χ_1 et χ_2!

β) Un autre mode de désintégration envisageable est $\chi \longrightarrow \psi\pi^0\gamma$. En remarquant que l'espace de phase $\chi \longrightarrow \psi\pi^0\gamma$ est du même ordre que $\psi' \longrightarrow \psi\pi\pi$ mais que l'on a remplacé un couplage fort par un couplage électromagnétique, on a, très approximativement $\Gamma(\chi \longrightarrow \psi\gamma\pi^0) \simeq \alpha\Gamma(\psi' \longrightarrow \psi\pi\pi) \simeq 1$ keV.

Un calcul complet a été effectué pour le χ_2 par Berger et Sorensen (ref.80) qui obtiennent $\Gamma(\chi_2 \longrightarrow \psi\gamma\pi^0) \simeq 700\ \Gamma(\chi_2 \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-\pi^0)$, soit compte-tenu de la valeur $\Gamma(\chi_2 \longrightarrow \psi\pi^+\pi^-\pi^0)$

$\simeq$ 1 eV calculée par Flory et Hinchliffe (ref.79), $\Gamma(\chi_2 \longrightarrow \psi\gamma\pi^0) \simeq 0{,}7$ keV.

On attend donc toujours un rapport de branchement $B(\chi \longrightarrow \psi\gamma\pi^0) < 10^{-3}$, donc négligeable pour nous.

Les seules contributions du χ à la production du ψ sont donc les modes χ_1 --> $\psi\gamma$ et χ_2 --> $\psi\gamma$ donnant une contribution totale de 36 ± 5 % de ψ venant de χ, chaque mode ayant une contribution du même ordre de grandeur.

6) $\underline{2\,^1P_1}$

Cet état d'une masse proche de celle des χ (^3P) n'a pas encore été découvert à cause de ses nombres quantiques $J^{PC} = 1^{+-}$: il ne peut être produit en anneaux de collisions e^+e^- ni par un processus à un photon, ni à 2 photons ; il pourrait être produit dans

a) une désintégration du ψ' violant la conservation d'isospin ($\psi' \longrightarrow {}^1P_1\pi^0$) de façon électromagnétique (mélange $\pi^0\eta$) comme pour $\psi' \longrightarrow \psi\pi^0$; mais ici la largeur est 5 à 30 keV (ref.81)

b) $\psi' \longrightarrow {}^1P_1 + 2\gamma$ (ref.82) avec une largeur inférieure à 0,6 keV

c) cascade $\psi' \longrightarrow \eta_c'\gamma$ ou $^3P\gamma$
$\hookrightarrow {}^1P_1\gamma \quad \hookrightarrow {}^1P_1\gamma$

Mais on peut penser qu'il serait produit avec une section efficace comparable à celle du ψ dans les interactions hadroniques. Nous serions donc bien placés pour le détecter s'il a des modes de désintégration importants en $\psi + X$.

La désintégration $^1P_1 \longrightarrow \psi\gamma$ est interdite par conservation de C ; Renard (ref.82) évalue les largeurs partielles :

$^1P_1 \longrightarrow \psi gg \longrightarrow \psi\pi\pi$: $\Gamma \ll 1$ keV (peu d'espace de phase)
$^1P_1 \longrightarrow \psi\gamma\gamma$: $\Gamma \leq 0,6$ keV

Les modes principaux de désintégration sont (C = -1 interdit $^1P_1 \longrightarrow gg$) :

. $^1P_1 \longrightarrow ggg \longrightarrow$ hadrons : $\Gamma \simeq 120$ keV
(10/27 x 9/4 Γ_a (χ_1) = 5/6 Γ_a (χ_1) d'après réf. 73)

. $^1P_1 \longrightarrow \eta_c\gamma$ avec $\Gamma(^1P_1 \longrightarrow \eta_c\gamma)$
$\simeq \Gamma(^3P \longrightarrow \psi\gamma) \simeq 240$ keV

$^1P_1 \longrightarrow \eta'\gamma$, $\eta\gamma$... avec $\Gamma \simeq 210$ keV

Donc, hélas, le rapport de branchement en $\psi\pi+\pi-$ sera très faible. Nous pouvons donner une limite, pour une masse $^1P_1 \simeq$ 3500 MeV :

$$\frac{\sigma\ B(_1P^1 \longrightarrow \psi\pi+\pi-)}{\sigma\ B(\psi' \longrightarrow \psi\pi+\pi-)} < 0,055$$

Ceci exclut toute contribution appréciable du $^1P_1$ à la production du ψ.

7) 2^1S^0 ou η'_c

Cet état, qui vient d'être découvert en $\psi' \longrightarrow \gamma\eta'_c$ (ref.27), est la 1ère excitation radiale du η_c (2984). On a donc l'analogue pour les états $c\bar{c}$ de spin 0 du système $\psi' - \psi$.

La masse mesurée est 3592 ± 5 MeV

La section efficace de production hadronique prévue pour le η'_c est du même ordre de grandeur que celle du χ.

Mais le rapport de branchement $B(\eta'_c \longrightarrow \psi\gamma) \simeq 10^{-2}\, B(\chi \longrightarrow \psi\gamma)$ prévu (ref.83) défavorise son observation dans notre expérience ainsi qu'une contribution appréciable à la production du ψ.

A partir du spectre $\psi\gamma$ nous pouvons donner la limite :

$$\frac{\sigma_{\eta'_c}\ B(\eta'_c \longrightarrow \psi\gamma)}{\sigma_{\chi 3555}\ B(\chi_{3555} \longrightarrow \psi\gamma)} < 0{,}20 \longrightarrow \sigma_{\eta'_c}\ B(\eta'_c \longrightarrow \psi\gamma) < 3 \text{ nb}$$

8) Les états 3D

A part l'état $^3D_1$ ($J^{PC} = 1--$) déjà étudié, les états D ne peuvent être produits directement en anneaux de collisions et n'ont pas encore été découverts. En effet ils sont situés à la limite du continuum, et les états $\psi^n(1--)$ de masses plus élevées qui pourraient les produire se désintègrent essentiellement en $D\bar{D}$...(et ont donc un faible rapport de branchement dans ces modes). Il y a trois états : $^1D_2$ (2-+) , $^3D_2$ (2--) et $^3D_3$(3--).

Les états $^3D_2$ et $^1D_2$ ont été étudiés théoriquement par Billoire (ref.84) avec les résultats suivants :

$m(^3D_2) \simeq 3800$ MeV/c²
$m(^1D_2) \simeq 3810$ MeV/c²
et avec une limite supérieure de 3910 MeV/c²

Bien que situés au-dessus du seuil cinématique $D\bar{D}$, la conservation de parité interdit leur désintégration en $D\bar{D}$; on peut donc penser qu'ils seront étroits et auront des rapports de branchement en ψ + X non négligeables.

Pour les largeurs hadroniques on attend :

Γ_h ($^3D_2$ 2-- $\longrightarrow$ ggg) $\simeq$ 20 keV
Γ_h ($^1D_2$ 2 -+ $\longrightarrow$ gg) $\simeq$ 0,3 à 3 MeV

et donc une production hadronique abondante.

Pour les désintégrations, on attend les modes :

($^3D_2$ 2--) $\longrightarrow \chi\gamma$ ($\longrightarrow \psi\gamma\gamma$) (E1)
$\longrightarrow \psi\pi\pi$, $\psi\eta$ importants

Mais une évaluation plus récente (ref.41) de
$^3D_J \longrightarrow \psi gg$ donne $\Gamma \simeq 1100\ \alpha_s^2$ keV ; et, après projection sur les états gg de $J^P = 0+$,
on obtient $\Gamma = 0,73\ \alpha_s^2$ keV, (donc négligeable).

Pour le $^1D_2$, les désintégrations possibles sont :

$(^1D_2\ 2-+) \longrightarrow {}^1P_1\gamma$
$\longrightarrow \psi\gamma$ [difficile à évaluer (M1 interdite), estimée à 1 keV]
$\longrightarrow \psi\pi+\pi-\pi^\circ$ (espace de phase limité).

Nous obtenons les limites :

$$\frac{\sigma\ B(3,8 \rightarrow \psi\gamma)}{\sigma\ B(\chi_{3555} \rightarrow \psi\gamma)} < 0,15$$

Pour $m_{\psi\pi\pi} - m_\psi \simeq 700$ MeV on a :

$$R = \frac{\sigma\ B(3,8 \rightarrow \psi\pi^+\pi^-)}{\sigma\ B(\psi' \rightarrow \psi\pi^+\pi^-)} < 0,10$$

Les seuls accidents dans le spectre, sans grande signification statistique sont à 712 MeV : $R = 0,05 \pm 0,10$
et à 769 MeV : $R = 0,15 \pm 0,10$

9) Conclusion

Notre expérience a donc permis l'observation des résonances ω, ρ, φ, ψ, ψ' et Υ par leur désintégration en $\mu+\mu-$. Notre résolution en masse $\mu+\mu-$, bien meilleure que celle d'autres expériences utilisant un absorbeur ("beam dump") a parmis l'étude du système $\omega-\rho$ (ref.22) et φ (ref.16), et une nette séparation entre le ψ et le ψ'.

- L'observation des hadrons associés, dont l'étude sera complétée dans les chapitres suivants, a permis de mesurer une augmentation de la multiplicité associée au T, liée probablement à la présence de nombreuses cascades (π-N $\longrightarrow$ T^n, χ_B...$\longrightarrow$ TX) dans sa production.

Pour le ψ, ces cascades ont pu être étudiées en détail : l'utilisation d'un spectromètre ouvert nous a permis d'observer pour la première fois dans des interactions hadroniques, les désintégrations $\psi \longrightarrow \psi\pi+\pi-$, $\chi_1 \longrightarrow \psi\gamma$, $\chi_2 \longrightarrow \psi\gamma$. Notre bonne résolution en masse a permis de diminuer l'effet d'un fond combinatoire élevé, de résoudre le système des χ, et de mesurer précisément la différence de masse $m(\psi') - m(\psi)$:

589,7 ± 0,6 ± 1 MeV/c^2
(590,4 ± 2,5 MeVc^2 à partir des désintégrations en $\mu+\mu-$)

D'après notre expérience, les contributions des autres états du charmonium à la production du ψ (importantes à connnaitre pour l'étude des mécanismes de production) sont les suivantes :

. Le ψ' après correction pour les modes non observés ($\psi' \longrightarrow \psi\pi^\circ\pi^\circ$...) contribue pour 8 %.

. Les χ, d'après la mesure effectuée avec notre calorimètre électromagnétique, contribuent globalement pour 36 % par leur mode $\chi \longrightarrow \psi\gamma$. Le spectromètre permet de montrer que les contributions du χ_1 et du χ_2 sont du même ordre de grandeur. La théorie montre que les contributions d'autres modes sont négligeables ; nous pouvons donner une limite expérimentale de 0,8 % pour la contribution du mode $\chi \longrightarrow \psi\pi+\pi-\pi_o$ et obtenir ainsi la première limite expérimentale pour le rapport de branchement $(\chi_2 \longrightarrow \psi\pi+\pi-\pi^\circ) < 1$ %.

. A cause de leur faible rapport de branchement en $\mu+\mu-$, nous ne pouvons donner qu'une limite pour la section efficace de

production des ψ'', $\psi'''.\psi''''$... qui est du même ordre de grandeur que la section efficace du ψ. A partir des spectres $\psi\pi+\pi-$, nous obtenons des limites sur $\sigma_{\psi_n} \times B(\psi^n \longrightarrow \psi\pi+\pi-)$ correspondant à des contributions inférieures au pourcent. (Les rapports de branchement théoriques très petits, donnent des contributions encore plus faibles).

. De même les contributions des états 2^1P_1, η'_c et ^3D sont négligeables.

On voit donc que les autres resonances $c\bar{c}$ contribuent pour 44 % à la production du ψ.

Chapitre V

CHARME

Nous étudierons, dars ce chapitre, les désintégrations des mésons charmés D ($c\bar{u}$ ou $c\bar{d}$) et leur possibilité de détection dans notre expérience, où ils correspondraient à une production associée $\psi D\bar{D}$.

Dans la première partie, les diagrammes de base de la désintégration faible du quark c sont présentés, ainsi que les désintégrations particulières de l'état excité D* en D, qui peuvent modifier les interprétations physiques des productions.

La deuxième partie étudie les désintégrations propres au méson D (annihilation, échange...) en les comparant aux expériences connues, pour préparer l'étude, au chapitre VI, des désintégrations du méson B ($b\bar{u}$,$b\bar{d}$) non mesurées actuellement.

La troisième partie présente nos résultats expérimentaux sur la production $\psi D\bar{D}$.

I. INTRODUCTION

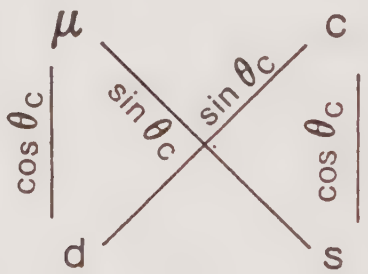
1. Historique

Le ψ étant découvert et sa faible largeur totale faisant penser qu'il est formé à partir d'un nouveau quark $\bar{c}$, on attend 3 nouveaux mésons (et leurs antiparticules) : $c\bar{d}$ = D+, $c\bar{u}$ = D° et $c\bar{s}$ = F+. Leur classification SU3 est donnée dans la figure V 1 a. Le mécanisme imaginé par Glashow-Iliopoulos-Maiani (ref.18) 4 ans avant la découverte du ψ, permet de construire la matrice donnant les couplages entre quarks de saveurs différentes :

$$\mathcal{M} = \begin{array}{c} \\ u \\ c \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{cc} d & s \end{array} \\ \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} \\ U_{cd} & U_{cs} \end{pmatrix} \end{array} = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & -\sin\theta_c \\ \sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix}$$

θ_c étant l'angle de Cabibbo : $|U_{ud}|^2 = \cos^2\theta_c \simeq 0{,}9481$

Ce que l'on peut représenter par :



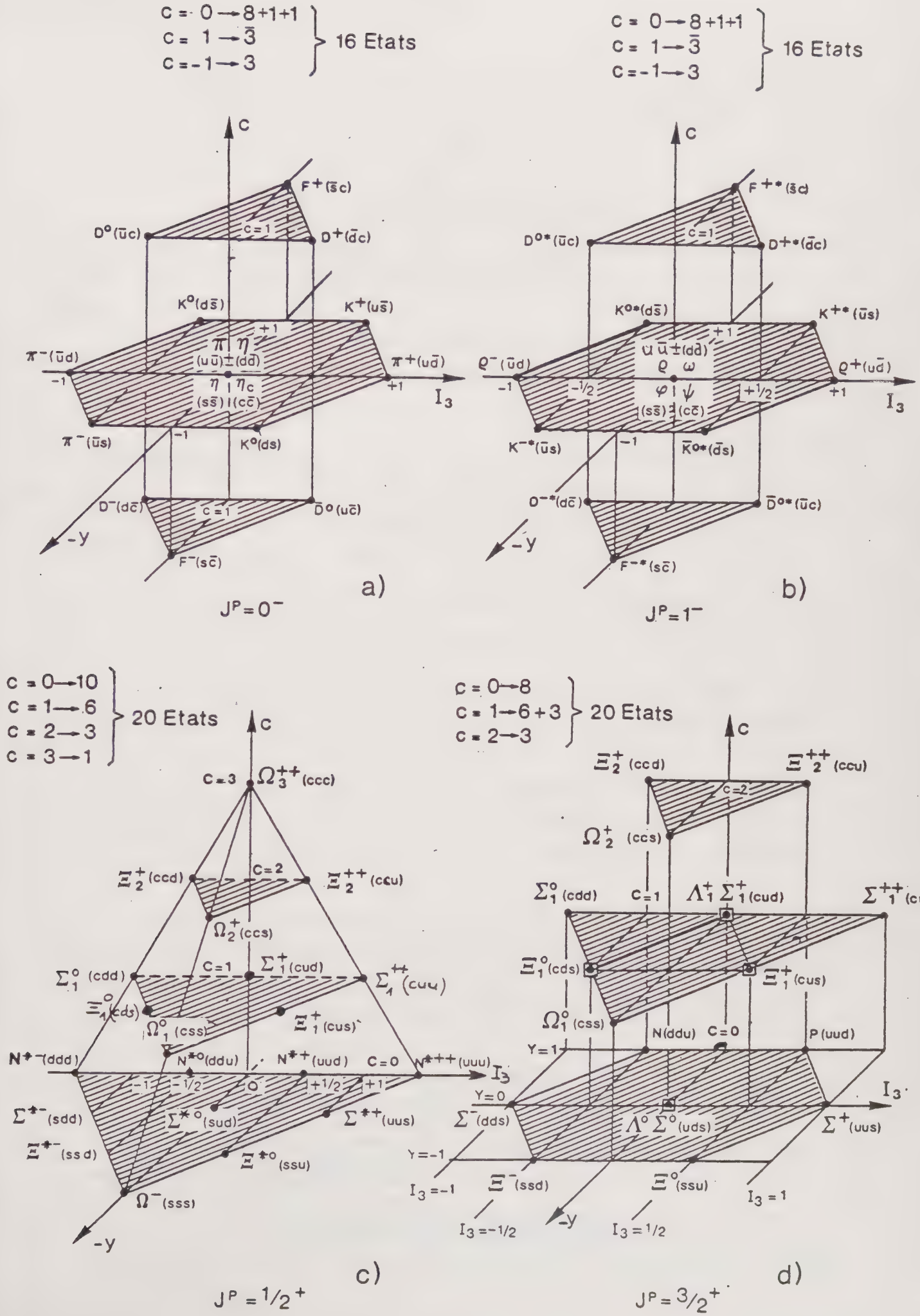
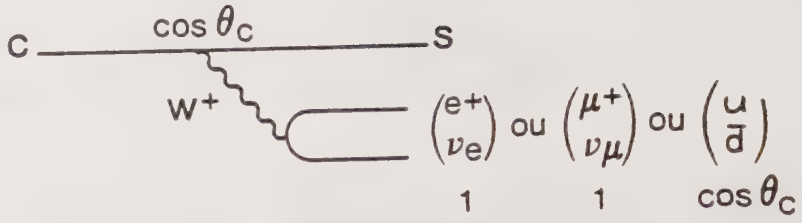

C = 0 → 8+1+1
C = 1 → 3̄
C = -1 → 3
16 Etats
C
F+(s̄c)
D0(ūc)
C=1
D+(d̄c)
K0(ds̄)
K+(us̄)
π η
(uū)±(dd̄)
η ηc
(ss̄) (cc̄)
π−(ūd)
π+(ud̄)
-1
+1
I3
π−(ūs)
K0(ds)
D−(dc̄)
D̄0(uc̄)
-y
F−(sc̄)
a)
J^P = 0−
C = 0 → 8+1+1
C = 1 → 3̄
C = -1 → 3
16 Etats
C
F+*(s̄c)
D0*(ūc)
C=1
D+*(d̄c)
K0*(ds̄)
K+*(us̄)
ω φ ψ
(uū±dd̄) (ss̄) (cc̄)
ϱ−(ūd)
ϱ+(ud̄)
-1
-1/2
+1/2
+1
I3
K−*(ūs)
K̄0*(d̄s)
D−*(dc̄)
D̄0*(ūc)
-y
F−*(sc̄)
b)
J^P = 1−
C = 0 → 10
C = 1 → 6
C = 2 → 3
C = 3 → 1
20 Etats
C
C=3
Ω3++(ccc)
Ξ2+(ccd)
C=2
Ξ2++(ccu)
Ω2+(ccs)
Σ1°(cdd)
C=1
Σ1+(cud)
Σ1++(cuu)
Ξ1°(cds)
Ω1°(css)
Ξ1+(cus)
N*−(ddd)
N*0(ddu)
N*+(uud)
C=0
N*++(uuu)
I3
-1
-1/2
0
+1/2
+1
Σ*−(sdd)
Σ*0(sud)
Σ*+(uus)
Ξ*−(ssd)
Ξ*0(ssu)
Ω−(sss)
-y
c)
J^P = 1/2+
C = 0 → 8
C = 1 → 6+3
C = 2 → 3
20 Etats
C
Ξ2+(ccd)
Ξ2++(ccu)
C=2
Ω2+(ccs)
Σ1°(cdd)
C=1
Λ1+ Σ1+(cud)
Σ1++(cuu)
Ξ1°(cds)
Ξ1+(cus)
Ω1°(css)
N(ddu)
C=0
P(uud)
Y=1
Y=0
I3
Σ−(dds)
Λ° Σ°(uds)
Σ+(uus)
Y=-1
I3=-1
Ξ−(ssd)
Ξ°(ssu)
I3=1
-y
I3=-1/2
I3=1/2
d)
J^P = 3/2+

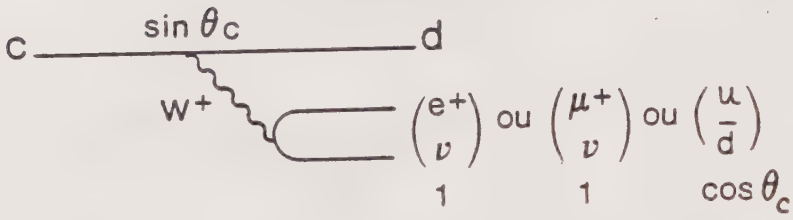
Fig. V 1

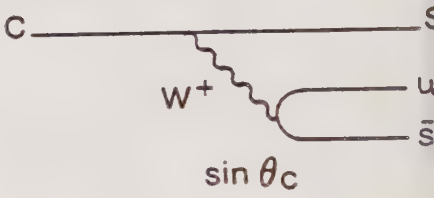
D'où les diagrammes :

- désintégration principale



-désintégration défavorisée





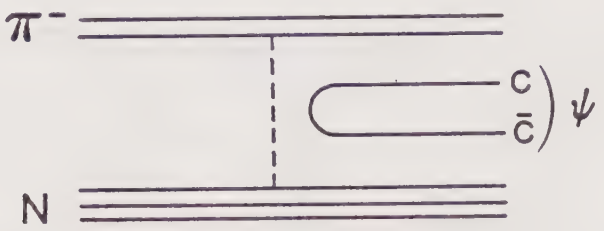
La masse du ψ ($c\bar{c}$) à 3,1 GeV/c^2 donnant $m_c \simeq 1,5$ GeV/c^2, on attendait les D vers une masse de 1,8 à 1,9 GeV/c^2.

Notre expérience a été alors proposée pour découvrir les D dans la réaction

$$\pi\text{-}N \dashrightarrow \psi D\bar{D}$$
$$\hookrightarrow K\pi$$
$$\hookrightarrow \mu^+\mu^-$$

En effet les prédictions théoriques (ref.85) basées sur la règle empirique de Okubo-Zweig-Iizuka (ref.25) interdisant la création d'une paire quark-antiquark formant une seule particule, donnaient le processus dominant :

et le processus défavorisé (quelques %), sans D associé :



D'autre part les désintégrations estimées du D donnaient (ref.86) jusqu'à 50% de rapport de branchement au mode $K\pi$, assez facile à observer.

2/ Mésons de spin 0 : D ($c\bar{u}$, ||) ou ($c\bar{d}$, ||)

Ils ont alors été trouvés à Stanford en e+e- ⟶ $D\bar{D}$ à une énergie de 4,03 GeV puis 3,77 GeV avec une masse

$$m_{D^{\pm}} = 1868,3 \pm 0,9 \text{ MeV}$$
$$m_{D^{0}} = 1863,1 \pm 0,9 \text{ MeV}$$

et une largeur faible (inférieure à 40 MeV).

L'observation de la désintégration D+ ⟶ $K^-\pi^+\pi^+$ impossible pour un méson formé de quarks u, d, s seuls et l'absence de désintégration $K^-\pi^+\pi^-$ rendent très probable l'hypothèse du charme.

L'absence de corrélations dans les désintégrations favorisent un spin 0. Différents modes de désintégration ont été mesurés et les valeurs les plus récentes sont données dans la table 1 (d'après ref.87).

Un mélange éventuel $D^0\bar{D}^0$ a été mesuré par la réaction e+e- ⟶ $D^0\bar{D}^0$ ⟶ $KK\pi\pi$. On attend :

uniquement $K^+K^-\pi^+\pi^-$ s'il n'y a pas de mélange,
autant de $K^{\pm}K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\mp}$ que de $K^+K^-\pi^+\pi^-$ s'il y a 100% de mélange.

Désintégrations des D

Mode	Signal	Efficacité	σB (nb)	B(%)
$K^-\pi^+$	263.0 ± 17.0	0.386	0.24 ± 0.02	3.0 ± 0.6
$\bar{K}^0\pi^0$	8.5 ± 3.7	0.017	0.18 ± 0.08	2.2 ± 1.1
$\bar{K}^0\pi^+\pi^-$	32.0 ± 7.7	0.037	0.30 ± 0.08	3.8 ± 1.2
$K^-\pi^+\pi^0$	37.2 ± 10.0	0.019	0.68 ± 0.23	8.5 ± 3.2
$K^-\pi^+\pi^+\pi^-$	185.0 ± 18.0	0.095	0.68 ± 0.11	8.5 ± 2.1
$\bar{K}^0\pi^+$	35.7 ± 6.7	0.090	0.14 ± 0.03	2.3 ± 0.7
$K^-\pi^+\pi^+$	239.0 ± 17.0	0.221	0.38 ± 0.05	6.3 ± 1.5
$\bar{K}^0\pi^+\pi^0$	9.5 ± 5.5	0.004	0.78 ± 0.48	12.9 ± 8.4
$\bar{K}^0\pi^+\pi^+\pi^-$	21.0 ± 7.0	0.015	0.51 ± 0.18	8.4 ± 3.5
$K^-\pi^+\pi^+\pi^-\pi^+$	< 11.5	0.021	< 0.23	< 4.1

Résonances

Mode	Canal	Fraction	Erreur statistique	Erreur systématique
$\bar{K}^0\pi^+\pi^-$	$K^{*-}\pi^+$	0.70	$^{+0.15}_{-0.17}$	$^{+0.05}_{-0.06}$
	$\bar{K}^0\rho^0$	0.02	$^{+0.14}_{-0.02}$	±0.02
	Non résonnant	0.30	$^{+0.23}_{-0.21}$	±0.05
$K^-\pi^+\pi^0$	$K^-\rho^+$	0.85	$^{+0.11}_{-0.15}$	$^{+0.09}_{-0.10}$
	$\bar{K}^{*0}\pi^0$	0.11	$^{+0.14}_{-0.09}$	±0.10
	$\bar{K}^{*-}\pi^+$	0.07	$^{+0.07}_{-0.06}$	$^{+0.05}_{-0.02}$
	Non résonnant	0.00	$^{+0.21}_{-0.00}$	$^{+0.05}_{-0.00}$

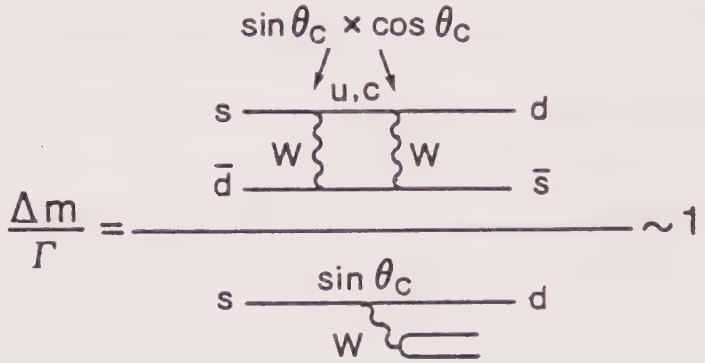
Rapports de branchement (%)

Mode	$\bar{K}^0\pi^+\pi^-$	$K^-\pi^+\pi^0$
Non résonnant	1.1 ± 0.9	<2.4
$K^{*-}\pi^+$	4.0 ± 1.6	$1.8^{+2.3}_{-1.8}$
$\bar{K}^0\rho^0$	$0.1^{+0.6}_{-0.1}$	
$\bar{K}^{*0}\pi^0$		$1.4^{+2.3}_{-1.4}$
$K^-\rho^+$		$7.2^{+3.8}_{-3.1}$

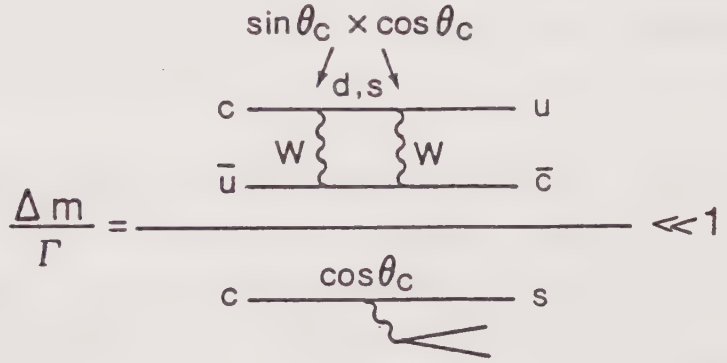
Table V-1

d'après réf. 87

La collaboration SLAC-LBL trouve moins de 16% de mélange. Théoriquement on attend très peu de mélange : en effet, alors que pour le système $K^\circ\bar{K}^\circ$ on avait :



et donc la possibilité d'oscillations de période $T \simeq 1/\Delta m$ pendant le temps de vie ($\tau \simeq 1/\Gamma$), pour le système $D^\circ\bar{D}^\circ$, on a :



et donc pas d'oscillations possibles.

3/<u>Mésons de spin 1</u> D* ($c\bar{u}$,$|\!|$) ou ($c\bar{d}$,$|\!|$)

Les états de spin 1 (D*) ont été observés dans les cascades $D^* \longrightarrow D\gamma$ ou $D^* \longrightarrow D\pi$. Leur classification par SU3 est indiquée sur la figure V 1/b/.

Les masses obtenues sont

$$m_{D^{*+}} = 2008,6 \pm 1,0 \text{ MeV}$$
$$m_{D^{*\circ}} = 2006,0 \pm 1,5 \text{ MeV}$$
$$\text{et } m_{D^{*+}} - m_{D^\circ} = 145,3 \pm 0,4 \text{ MeV}.$$

Enfin le F ($c\bar{s}$,$|\!|$) a été observé à une masse de 2030 MeV et le F* ($c\bar{s}$,$|\!|$) à 2140 MeV.

Ces valeurs de masse interdisent la désintégration $D^{*0} \longrightarrow D^{+}\pi^{-}$.

Les rapports de branchement sont d'après les tables :

- $D^{*+} \longrightarrow \begin{cases} D^{\circ}\pi^{+} & 64 \pm 11\% \\ D^{+}\pi^{\circ} & 28 \pm 9\% \\ D^{+}\gamma & 8 \pm 7\ \% \end{cases}$
- $D^{*\circ} \longrightarrow \begin{cases} D^{\circ}\pi^{\circ} & 55 \pm 15\% \\ D^{\circ}\gamma & 45 \pm 15\% \end{cases}$

La désintégration $D^{*+} \longrightarrow D^{\circ}\pi^{+}$ (par interaction forte), que nous utiliserons, a une largeur partielle assez voisine de $D^{*+} \longrightarrow D^{+}\gamma$ (interaction électromagnétique) à cause du très faible espace de phase disponible : cela permettra une coupure cinématique très précise pour isoler cette cascade.

L'absence de transition $D^{*\circ} \longrightarrow D^{+}$ et les valeurs des rapports de branchement seront importants lors de la discussion des mécanismes de production et des limites physiques qui en découlent : on peut remarquer par exemple que si l'on produit de façon égale D^{*+}, $D^{*\circ}$, D^{+} et D°, l'état final contiendra 2 fois plus de D° que de D^{+}!

4/ Baryons :

L'introduction du quark c permet enfin de construire une nouvelle génération de baryons (fig.V 1c et V 1d) ; les plus légers ont été mesurés expérimentalement (Λ_c = cud....).

II/ Discussion des désintégrations du D :

Cette discussion n'est pas toujours liée directement aux modes de désintégration du D que nous avons cherchés mais elle est indispensable pour pouvoir évaluer les prédictions théoriques sur les désintégrations inconnues de la beauté (chapitre suivant) à partir des résultats connus sur le charme.

1/ Désintégrations en 2 corps :

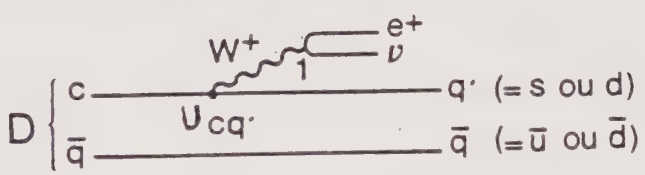
La symétrie SU4 des saveurs (u,d,s,c) étant fortement brisée par la masse du quark c ($m_c \simeq 1,5$ GeV/$c^2 \neq 0$!), elle ne permet pas de prédictions précises pour les désintégrations.

Mais en utilisant seulement les propriétés SU3 (u,d,s) des états finaux à 2 et 3 corps, Einhorn et Quigg (ref.88) ont obtenu des prédictions assez bonnes pour les largeurs relatives. Une autre approche factorisant les éléments de matrice $< K^- \mid \bar{s}c \mid D^0 > < \pi^+ \mid \bar{u}d \mid 0 >$, par exemple, a donné une autre estimation des états finaux à 2 corps : ce sont les prédictions de Ellis et al (ref.89) et Fakirov et Stech (ref.90) ; mais la largeur absolue totale en 2 corps ainsi obtenue est peu précise, en général trop élevée.

2/ Quark spectateur:

Un modèle simple pour évaluer les largeurs partielles et totales du D consiste à considérer le quark c comme quasi libre:

a/ On évalue la désintégration



avec la formule utilisée pour :

le deuxième quark ($\bar{q}$) étant spectateur.

On a alors $\Gamma(D \dashrightarrow e\nu X) = \Gamma_o \mid U_{cq'} \mid^2 F\left(\frac{m_q}{m_c}, \frac{m_e}{m_c}, \frac{m_\nu}{m_c}\right)$

Dans cette formule :

$$\Gamma_o = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\,\pi^3} \times \frac{m_c^5}{m_\mu^5} = \frac{G_F^2 m_c^5}{192\,\pi^3}$$

est la largeur standard (m_c : masse de quark c)

$$.F(x_1, x_2, x_3) = 12 \int_{(x_1+x_2)^2}^{(1-x_3)^2} \frac{dy}{y} (y-x_1^2-x_2^2)\ (1+x_3^2-y)$$

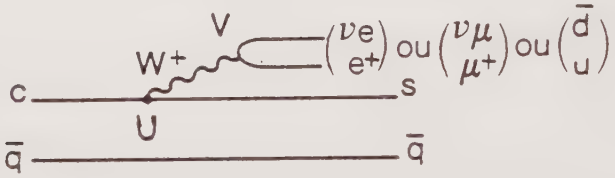
$$\}[y-(x_1-x_2)^2]\,[y-(x_1+x_2)^2]$$
$$[(1+x_3)^2-y]\,[(1-x_3)^2-y]\{^{1/2}$$

est la correction d'espace de phase due aux masses non nulles dans l'état final (ref.91).

En négligeant les termes en $\sin^2\theta_c$ et les masses m_e et m_ν par rapport à m_c, on a :

$$\Gamma(D \longrightarrow eX) \simeq \Gamma_o F\left(\frac{ms}{mc}, 0, 0\right)$$

On obtient de même la largeur totale par :



$$\Gamma = U^2 V^2 \Gamma_o F\left(\frac{m_s}{m_c}, 0, 0\right)$$

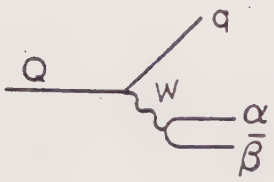
en négligeant les termes en $\sin^2\theta_c$ ($U^2 V^2 \simeq 1$), on obtient

$$\Gamma_T = (1+1+c)\,\Gamma_o F\left(\frac{m_s}{m_c}, 0, 0\right)$$

le facteur $c = 3$ venant des 3 couleurs possibles pour le doublet $\binom{\bar{d}}{u}$

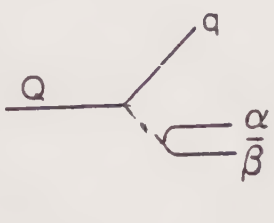
Donc $B(D \longrightarrow eX) \simeq \frac{1}{2+c} \simeq 20\%$; ce rapport de branchement est calculé de façon plus précise que Γ_T (qui dépend de Γ_o donc de m_c^5). Or m_c^5 varie de 60% si on prend $m_c = 1{,}65$ GeV/c² au lieu de 1,5 GeV/c² (ces valeurs sont les valeurs les plus probables de m_c dans les modèles actuels).

b/ L'échange possible de gluons durs entre les quarks cs et $u\bar{d}$ peut changer leur couleur et modifier le facteur c = 3. Réécrivant la désintégration en faisant intervenir uniquement les échanges de couleur

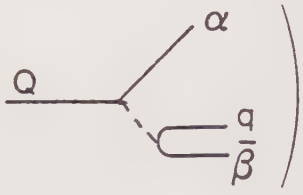


devient :

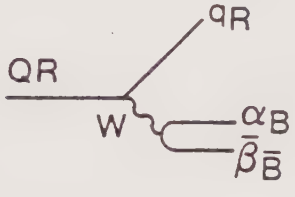
$$\left(\frac{f_+ + f_-}{2}\right)$$

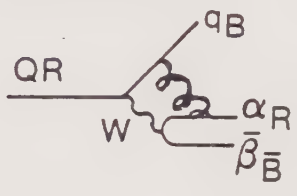


$$+\left(\frac{f_+ - f_-}{2}\right)$$



ces diagrammes de couleur sont une autre façon d'écrire les diagrammes de saveur : (avec par exemple R = rouge, B = bleu)





Les coefficients f+ et f- sont calculés à partir des méthodes du groupe de renormalisation développées pour le K par M.K. Gaillard et B.W. Lee (ref.92) et Altarelli, Maiani (ref.93).

On obtient :

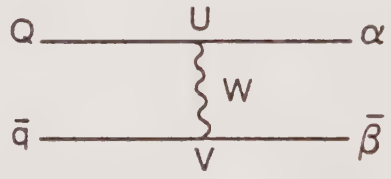
$$f_- = \frac{1}{f_+^2} \sim \left[1 + \frac{33 - 2N_f}{12\pi} \alpha(m_c^2) \ln \frac{m_W^2}{m_c^2} \right]^{\frac{12}{33-2N_f}}$$

D'où : $f- \simeq 2{,}15$, $f+ \simeq 0{,}68$, au lieu de $f- = f+ = 1$ sans correction. Le facteur de couleur $c = 2f_+^2 - f_-^2$ vaut alors 5,5 au lieu de 3.

3/ Quark non spectateur

D'autres diagrammes faisant intervenir le 2ème quark du D sont possibles.

a/ Pour le D° le diagramme d'échange s'écrit :

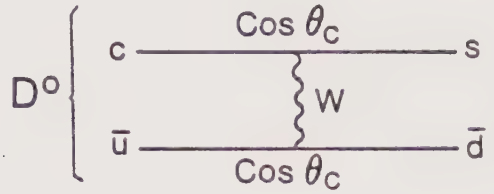


$$\Gamma = \Gamma_o \frac{f_D^2}{m_D^2} F' C_E U^2 V^2 \qquad \text{avec}$$

$$C_E = \frac{(2f_+ - f_-)^2}{3} \quad \text{et} \quad F' = 24\pi^2 \left[\frac{m_\alpha^2 + m_\beta^2}{m_D^2} - \left(\frac{m_\alpha^2 - m_\beta^2}{m_D^2} \right)^2 \right] \sqrt{\frac{(m_D^2 - m_\alpha^2 - m_\beta^2) - 4m_\alpha^2 m_\beta^2}{m_D^4}}$$

d'après Leveille (ref.94).

Soit ici principalement :



. $U \sim V \sim 1$

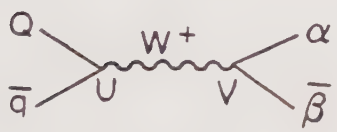
. $C_E = 1/3$ à 0.2

. $F' = 24\pi^2 \frac{m_s^2}{m_c^2} \sim 2,4$

. $f_D \sim \sqrt{\frac{12}{m_D}} \, |\psi(0)| \sim 0,150$

Donc $\Gamma = 5.10^{-3}\Gamma_o$; cette valeur négligeable vient de la faible valeur de la fonction d'onde à l'origine $|\psi(0)|$ du D et de la suppression due à la conservation d''hélicité (dans F') à cause des faibles masses dans l'état final.

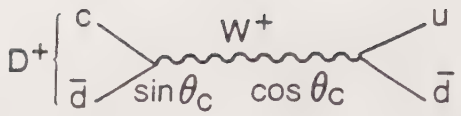
b/ Pour le D+ le diagramme d'annihilation s'écrit :



$$\Gamma = \Gamma_o \frac{f_D^2}{m_D^2} F' C_A U^2 V^2$$

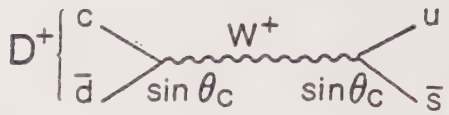
avec $C_A = \frac{(2f_+ + f_-)^2}{3}$ ou $C_A = 1$ (si $\alpha\bar{\beta}$ = leptons)

soit ici : $C_A = 3$ à $4,1$ pour les quarks



$V^2 U^2 \sim \sin^2\theta_c \sim 0{,}05$ et $F' < 0{,}02$

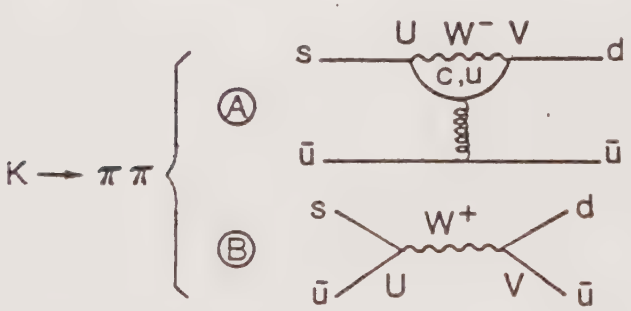
ou



$V^2 U^2 \sim \sin^4\theta_c \sim 2{,}5\ 10^{-3}$ et $F' = 2{,}4$

Donc $\Gamma \simeq 3\ 10^{-5}\ \Gamma_o$, complètement négligeable pour les mêmes raisons que précédemment et la faible valeur des couplages de Cabibbo.

c/ Les diagrammes pingouins qui semblent très importants dans la désintégration des K d'après Vainshtein, Zakharov, Shifman (ref.95) permettent d'échapper à la suppression d'hélicité car on a alors un couplage à un gluon :

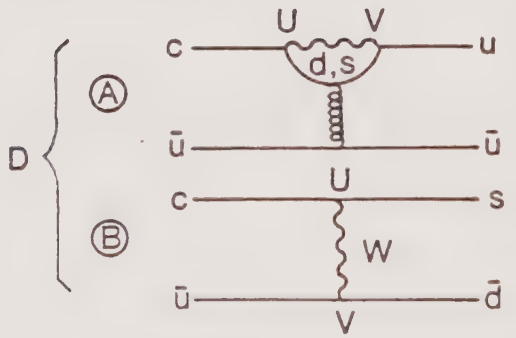


$UV = \sin\theta_c \cos\theta_c$

$UV = \sin\theta_c \cos\theta_c$

$\frac{Ⓐ}{Ⓑ} \sim \frac{m_\pi^2}{m_u m_s} \sim 30$

Ici, on aura :



$UV = \sin\theta_c \cos\theta_c$

$UV = \cos^2\theta_c$

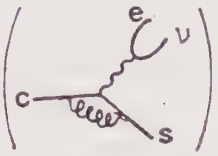
$\frac{Ⓐ}{Ⓑ} = \frac{m_\pi^2}{m_u m_c} \frac{\sin^2\theta_c}{\cos^2\theta_c} \sim 0{,}15$

Ce diagramme est donc négligeable surtout parce qu'il est supprimé par l'angle de Cabibbo par rapport au diagramme d'annihilation, mais aussi parce que $m_c \gg m_s$.

4/ Les corrections QCD au second ordre

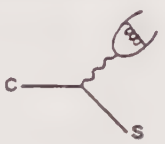
Elles ont été calculées pour les désintégrations semi-leptoniques par Cabibbo et Maiani (ref.96).

Il suffit de remplacer α par $\frac{4\alpha_s}{3}$ dans la désintégration

$\mu \dashrightarrow e\nu\nu$ 

on obtient une correction en $1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi}(\pi^2 - \frac{25}{4})$.

La masse non nulle du quark s conduit à remplacer $(\pi^2 - \frac{25}{4}) \simeq 3,62$ par 2,5 soit une correction I = 0,63.

Pour les désintégrations non leptoniques, ces corrections avaient été calculées par Guberina (ref.97) qui avait ajouté à la correction précédente un terme en $+ \frac{\alpha_s}{\pi}$ venant du diagramme 

(et qui est la même correction que

). Ces corrections sont incomplètes d'après Altarelli (ref.98) qui a rajouté les diagrammes

et les diagrammmes à 2 boucles d'où une correction J = 1,22.

5/ Comparaison aux expériences

Rassemblant toutes les corrections importantes, on obtient :

$$\mathcal{B}(D \to eX) \sim \frac{I}{2I + c\,J} = \frac{I}{2\,I + J(2f_+^2 + f_-^2)} = \frac{0,63}{7,9} \sim 8\,\%$$

au lieu de 20%

. $\Gamma(D) \simeq 642\ \mu eV$ (ou $9,8.10^{11}s^{-1}$ ou $\tau = 10.10^{-13}s$)
au lieu de $407\ \mu eV$ (ou $6.10^{11}s^{-1}$ ou $\tau = 16.10^{-13}s$)

On peut remarquer la très faible valeur des largeurs (micro electron-volt).

La valeur de $\Gamma(D)$ dépend crucialement de la valeur prise pour la masse du quark c (en m_c^5) et serait multipliée par 2 si on prend , au lieu de $m_c = 1,5$ GeV, $m_c = 1,75$ GeV qui permet d'obtenir un spectre des leptons dans $D \longrightarrow eX$ (ref.99) en meilleur accord avec les données expérimentales.

Le rapport B(D --> eX) pourrait être amené à 21% si on prend les masses des quarks constituants (ref.91).

Les valeurs expérimentales mesurées sont :

$B_e(D^+) = 24 \pm 4$ ou $16,8 \pm 6,4$.% et $\tau_{D^+} \simeq (9 \pm 2)10^{-13}$s

$B_e(D^\circ) = \begin{cases} < 5\% \text{ (DELCO)} \\ 5,5 \pm 3,7\% \text{ (MARK II)} \end{cases}$ et $\tau_{D^\circ} \simeq (2 \pm 1)10^{-13}$s

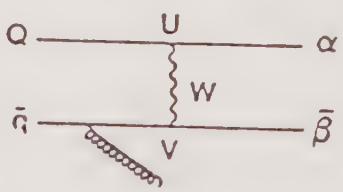
Le modèle étudié ne permet pas d'expliquer ces différences; il faut donc trouver des mécanismes qui renforcent les désintégrations non leptoniques du D° ou qui atténuent les désintégrations non leptoniques du D^+!

6/ Modèles traitant différemment le D^+ et le D° :

a/ Des modèles ont été envisagés pour renforcer les désintégrations du D° par rapport au D^+, l'idée étant d'enlever la suppression d'hélicité dans les diagrammes d'annihilation (le D^+ est défavorisé par un facteur $\sin^2\theta_c$ pour ces diagrammes).

α/ Emission d'un gluon perturbatif (ref.100) :

. échange

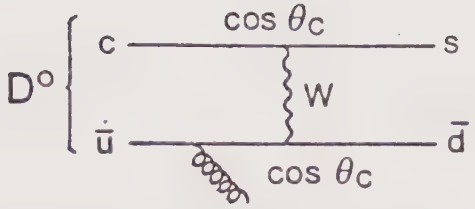


$$\Gamma \sim \Gamma_o \frac{\alpha_s(m_Q^2)\, f_D^2}{m_q^2}\, r\, C_{ge}\, U^2\, V^2$$

avec : . $C_{ge} = \dfrac{(f_+ + f_-)^2}{4} = 1$ à 2

. $r \sim 1$ pour $\alpha, \beta = u, d, s$

Soit ici :



$\Gamma \sim 0,2$ à $0,4\ \Gamma_a$

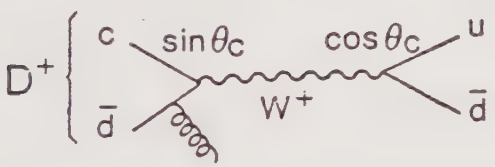
Ce diagramme pourrait être plus important car il dépend de $(m_a)^2$; il semblerait qu'il faille prendre la masse du quark constituent pour m_a d'après Leveille (ref.94).

. annihilation

$$\Gamma \sim \Gamma_o \frac{\alpha_s(m_Q^2)\ f_D^2}{m_q^2}\ r\ C_{ga}\ U^2\ V^2$$

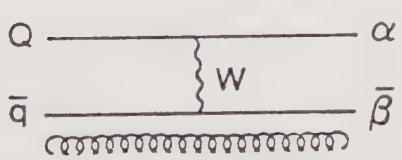
$$\text{avec } C_{ga} = \frac{(f_+ - f_-)^2}{4} = 0 \text{ à } 0,54$$

Soit ici :



$\Gamma \sim 0$ à $5\ 10^{-3}\ \Gamma_o$ négligeable

β/ Prise en compte des gluons existant dans la fonction d'onde du D (ils transportent environ la moitié de l'impulsion!) pour permettre aux quarks $Q\bar{q}$ d'être dans un état de spin 1 (Fritsch ref.101)



ou

$$\Gamma = \Gamma_o\ \rho\ \frac{f_D^2}{m_Q^2}\ \frac{105}{c}\ U^2\ V^2$$

avec . c = 1 à 3

. ρ = proportion de $Q\bar{q}$ de spin 1

soit ici $\Gamma \simeq \rho\Gamma_o$ pour le D^o.

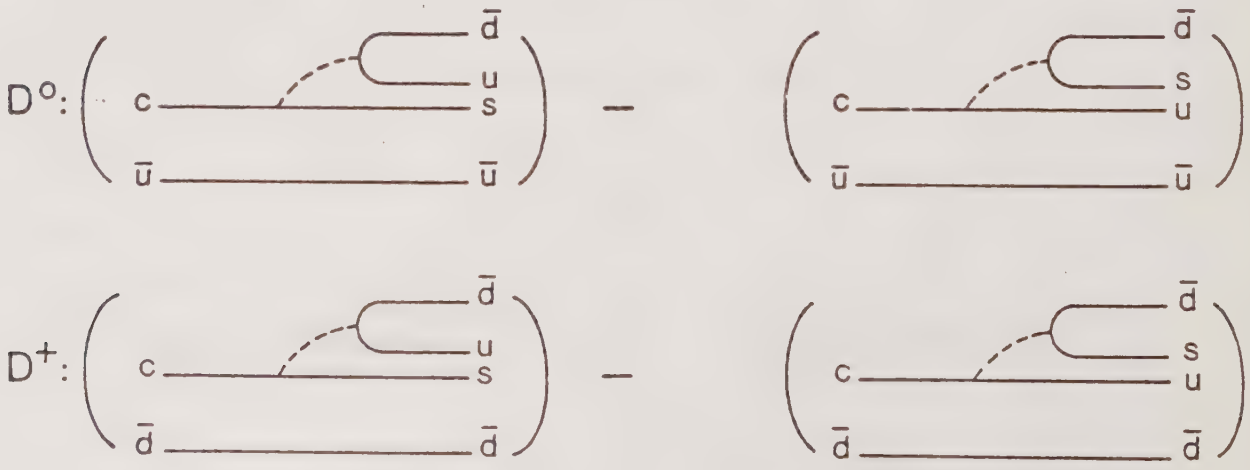
Pour le D+, cet effet est supprimé par $\sin^2\theta_c$ et ne donne donc pas de contribution appréciable.

Cet effet serait très interessant pour le F, car il n'y a plus de suppression en $\sin^2\theta_c$; pour le mode semi-leptonique

on aurait alors un état final hadronique uniquement formé de gluons qui pourraient être une source de gluonium d'après Bigi (ref.102).

b/ L'autre possibilité consiste à trouver un processus qui empêche certaines désintégrations non leptoniques du D+. Guberina, Nussinov, Peccei et Ruckl (ref.103), pour expliquer certains résultats expérimentaux, font l'hypothèse que $f- \gg f+$ (beaucoup plus que ce qui est calculé avec le groupe de renormalisation, comme on l'a vu en 2/b).

La composante f- des désintégrations s'écrit en terme de couleurs (cf 2/b):



Sous leur 2ème hypothèse qu'il n'y a pas d'échange de couleur dans l'état final, ils remarquent que les 2 diagrammmes pour le D+ ont le même état final et donc s'annulent ; il ne

reste que la composante f+ (petite):$\Gamma(D+) = 4f+^2 \Gamma_o$. Pour le D° les états finaux sont différents, donc il n'y a pas d'interférence et on a le résutat classique $\Gamma(D°) = \Gamma_o (2f_+^2 + f_-^2)$.Avec les valeurs $f- \simeq 5,0$ et $f+ = \frac{1}{\sqrt{f-}} = 0,45$, on obtient $\tau(D+)/\tau(D°) \simeq 9,7$.

Comparaison des prédictions :

En rajoutant les résultats obtenus pour le $F+(c\bar{s})$ sous ces hypothèses (ref.94) on a :

a/ suppression de la suppression d'hélicité
$\tau(D°) < \tau(F+) < \tau(D+) = \tau_o$ et $B(F \not\rightarrow s) \simeq 25\%$
b/ interférence des diagrammes de couleur
$\tau(D°) = \tau(F+) = \tau_o \ll \tau(D+)$ et $B(F \not\rightarrow s) = o$.

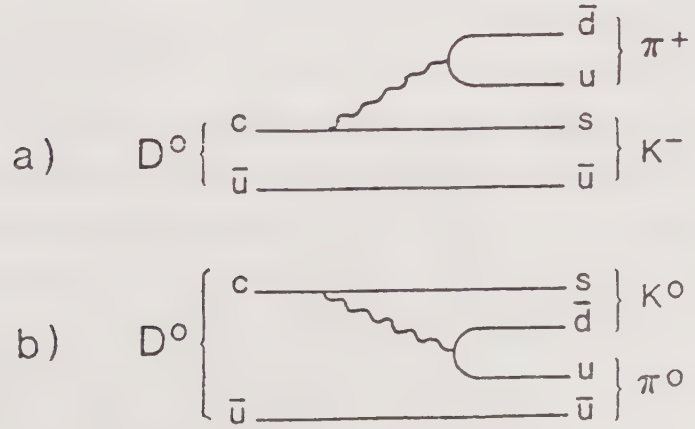
Les résultats expérimentaux actuels ne permettent pas de conclure.

7/ Désintégrations en 2 corps :

Un autre test consiste à regarder les conséquences de ces modèles pour les désintégrations en 2 corps par exemple : $R = \Gamma(D° \longrightarrow \overline{K}°\pi°)/\Gamma(D° \longrightarrow K-\pi+)$. La valeur expérimentale, obtenue à partir des Bσ pour minimiser les erreurs (table 1), est :

$$R = \frac{0,18 \pm 0,08}{0,24 \pm 0,02} = 0,75 \pm 0,40$$

Les diagrammes sont :



Demandant un état final d'isospin 1/2 on attend : R = 0,5 tout à fait compatible avec la valeur expérimentale.

S'il n'y a pas d'échange de couleur dans l'état final, on remarque que le système $u\bar{d}$ peut avoir les 3 couleurs dans le cas a/ alors que dans le cas b/ il n'y a qu'une couleur possible, celle du quark c. On a alors un facteur 9 de suppression de couleur : $R = \frac{1}{2 \times 9} = 0,055$!

Si l'on introduit les coefficients f+ et f- obtenus à partir du groupe de normalisation, on a :

$$R = \frac{(2f_+ - f_-)^2}{2(2f_+ + f_-)^2} = 0,012 \text{ !!}$$

Ce résultat très faible est rendu peu probable par les données expérimentales.

La suppression due à la couleur elle-même pourrait ne pas avoir lieu si des gluons mous étaient échangés dans l'état final (R = 0,5).

On peut remarquer que la valeur f- = 5 du modèle 6/b a été choisie pour être compatible avec ce rapport R à l'époque où le modèle a été fait (R = 0,10).

Une comparaison des modèles avec les modes $K\rho$, πK^* a été faite par Chanowitz (ref.104) mais la valeur élevée des erreurs statistiques expérimentales ne permet pas de conclure.

La comparaison $(D^\circ \longrightarrow K^\circ\pi^\circ)/(D^\circ \longrightarrow K^-\pi^+)$ jette donc un doute sur les calculs de suppression de couleur dans ce genre de diagrammes et notamment sur les corrections QCD dans ce cas. L'hypothèse simple d'échange de gluons dans l'état final donne par contre de bons résultats ; mais ces résultats sont aussi compatibles avec une très forte proportion de diagrammes définis en 6/a/α, ce qui est moins probable.

III) Nos résultats expérimentaux :

Nous avons cherché à observer les D associés aux ψ dans leurs désintégrations en $K\pi\pm$, $K\pi\pm\pi\pm$...Nous pouvions détecter les K chargés et K° et les π chargés seulement, ce qui supprime de nombreux canaux (table 1).

Les efficacités de détection ont été calculées à partir de simulations mélange ; ces simulations permettent de vérifier que les masses obtenues correspondent aux masses engendrées pour les D et D* à 1 MeV près (on a vu, au chapitre III, les bons résultats de ces simulations pour les particules mesurées) et d'obtenir les résolutions attendues :

σ = 21 MeV pour $D^- \longrightarrow K^\circ\pi^-$,
19 MeV pour $D^\circ \longrightarrow K^+\pi^-$,
21 MeV pour $D^- \longrightarrow K^+ \pi^-\pi^-$,
24 MeV pour $D^\circ \longrightarrow K^\circ \pi^+\pi^-$ ...

Grâce à elles, on peut aussi connaitre la résolution sur la différence $m_{D^*} - m_D$ dans la cascade $D^{*\pm} \longrightarrow D^\circ\pi\pm$; à cause du faible espace de phase disponible, on obtient une très bonne résolution :

σ = 1,13 MeV/c^2 pour $D^\circ \longrightarrow K^+\pi^-$,
σ = 1,18 MeV/c^2 pour $D^\circ \longrightarrow K^\circ\pi^+\pi^-$ ...

d'où la possibilité de réduire considérablement le fond pour la recherche du D* en ne gardant, par exemple dans le spectre $K^+\pi^-\pi^-$, que les combinaisons telles que $m(K^+\pi^-\pi^-) - m(K^+\pi^-) = 145,3 \pm 2$ MeV/c^2.

Un ajustement d'une gaussienne (dont la valeur centrale et la largeur sont fixées par les simulations) sur les spectres expérimentaux permet d'obtenir directement les limites à 1

écart standard. On cherche donc un signal uniquement à la masse précise attendue pour le D. Dans la table 2, les efficacités brutes ε_B contiennent l'efficacité géométrique de l'appareillage, l'efficacité de reconstruction des traces par le programme (Cerenkov éventuellement), d'ajustement de la masse du système par une gaussienne, et les pertes dues aux coupures sur un sous système ($m_{D^*} - m_D = 145,3 \pm 2$ MeV , $m_{K^*} \pm 50$ MeV, $m_\rho \pm 140$ MeV) ; ε_B est obtenu directement à partir des simulations-mélange. Les rapports de branchement B contiennent:

B (D $\longrightarrow$X) (table 1)
B ($K^\circ \longrightarrow K^\circ_s$ --> $\pi+\pi-$) = 0,34
B ($K^* \longrightarrow K\pi\pm$) = 0,66
B ($D^* \longrightarrow D^\circ\pi\pm$) = 0,64

La table 2 donne les principaux résultats :

- L'efficacité totale $\varepsilon_T = \varepsilon_B \times B$

- Le nombre d'événements attendus sous l'hypothèse d'une production ψD (ψD chargé ou ψD neutre suivant le mode observé) :
$A = \varepsilon_T \times N_\psi = 38024\ \varepsilon_T$: c'est donc plus précisément la production ψ total (direct ou non) D qui est calculée.

-Les limites expérimentales sur le nombre d'événements E à un écart standard obtenues sur les spectres des figures V 2 à V 9.

- Les limites L sur le pourcentage de production $\psi D/\psi$. Les rapports de branchement utilisés sont les rapports bruts de la table 1.

- Pour le mode $D^\circ \longrightarrow K-\pi+\pi-\pi+$ qui semble avoir une composante importante en $K^{*\circ}\rho^\circ$ (ref.105), à titre indicatif une composante 100% a été utilisée.

- Pour le mode D° --> $K^\circ\pi+\pi-\pi-$, la statistique est trop faible dans la table 1 pour qu'une composante $K^{*+}\pi-\pi-$ ait pu être cherchée ; à titre indicatif, une composante 70% a été utilisée.

Table V.2

MODE	ε_B ×	$\mathcal{B}$	= ε_T	A	E	⊥	D
D $K^-\pi^+$ ou $K^+\pi^-$	0,116	0,30	$3,4\ 10^{-3}$	132	16	12 %	D^o
D $K^-\pi^+\pi^+$ ou $K^+\pi^-\pi^-$	0,082	0,063	$5,2\ 10^{-3}$	197	49	25 %	D^c
D $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ ou $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$	0,059	0,085	$5,0\ 10^{-3}$	190	115	61 %	D^o
D $K^{*o}\rho^o$	0,054	0,085	$4,6\ 10^{-3}$	175	47	27 %	D^o
D^* $(K^-\pi^+)\ \pi^+$ ou $(K^+\pi^-)\ \pi^-$	0,066	0,030 x 0,64	$1,3\ 10^{-3}$	48	2	4 %	D^{*c}
D^* $(K^{*o}\rho^o)\ \pi^\pm$	0,031	0,085 x 0,64	$1,7\ 10^{-3}$	64	5	8 %	D^{*c}
D $K^o\pi^+$ ou $K^o\pi^-$	0,158	0,023 x 0,34	$1,2\ 10^{-3}$	47	15	32 %	D^c
D $K^o\pi^+\pi^-$	0,114	0,038 x 0,34	$1,5\ 10^{-3}$	56	39	70 %	D^o
D $K^{*-}\pi^+$ ou $K^{*+}\pi^-$	0,109	0,027 x 0,34	$1,0\ 10^{-3}$	38	16	42 %	D^o
D $K^o\pi^+\pi^-\pi^-$ ou $K^o\pi^-\pi^+\pi^+$	0,082	0,084 x 0,34	$2,3\ 10^{-3}$	89	90		D^c
D $K^{*+}\pi^-\pi^-$ ou $K^{*-}\pi^+\pi^+$	0,079	0,06 x 0,34	$1,6\ 10^{-3}$	61	38	62 %	D^c
D^* $(K^o\pi^+\pi^-)\ \pi^\pm$	0,066	0,038 x 0,34 x 0,64	$0,5\ 10^{-3}$	21	10	50 %	D^{*c}
D^* $(K^{*+}\pi^-)\ \pi^-$ ou $(K^{*-}\pi^+)\ \pi^+$	0,063	0,027 x 0,34 x 0,64	$0,4\ 10^{-3}$	14	2	14 %	D^{*c}

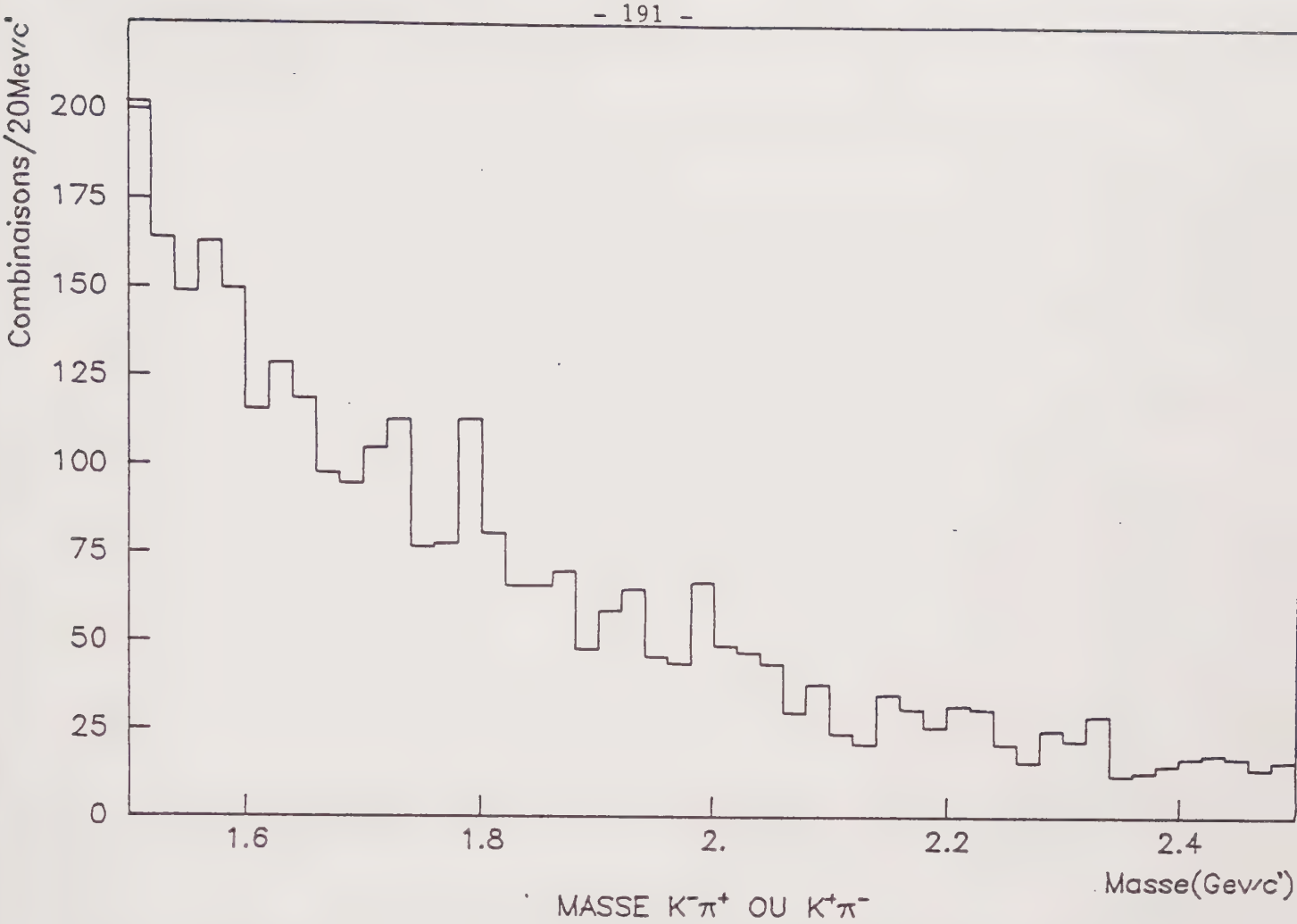
La table 2/ montre que, d'un façon générale, la sensibilité de l'expérience n'est pas bonne pour les D ; cela vient essentiellement des rapports de branchement du D qui, pour les modes ($K\pi$) où le fond est le plus faible, sont 3% et 2,3% au lieu de 50% qui étaient prédits à l'origine.

Par contre, les propriétés cinématiques de la désintégration du D* permettent d'obtenir des spectres avec un fond très réduit et une meilleure sensibilité : le spectre $K^{\mp}$ $\pi^{\pm}$ $\pi^{\pm}$passe de 700 événements par 40 MeV/c^2 à la masse du D* sans coupure à 1 événement par 40 MeV/c^2 alors que l'efficacité n'a été réduite que d'un facteur 2.

La coupure sur le K* permet de réduire le fond mais aussi d'introduire une corrélation de signe pour le dernier mode en D* en levant l'ambiguité $K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$.

Ces limites montrent que la production associée $\psi D\bar{D}$ ne peut pas contribuer beaucoup à la production du ψ.

La discussion des mécanismes de production sera faite au chapitre VII.


Combinaisons/20Mev/c²
200
175
150
125
100
75
50
25
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K⁻π⁺ OU K⁺π⁻

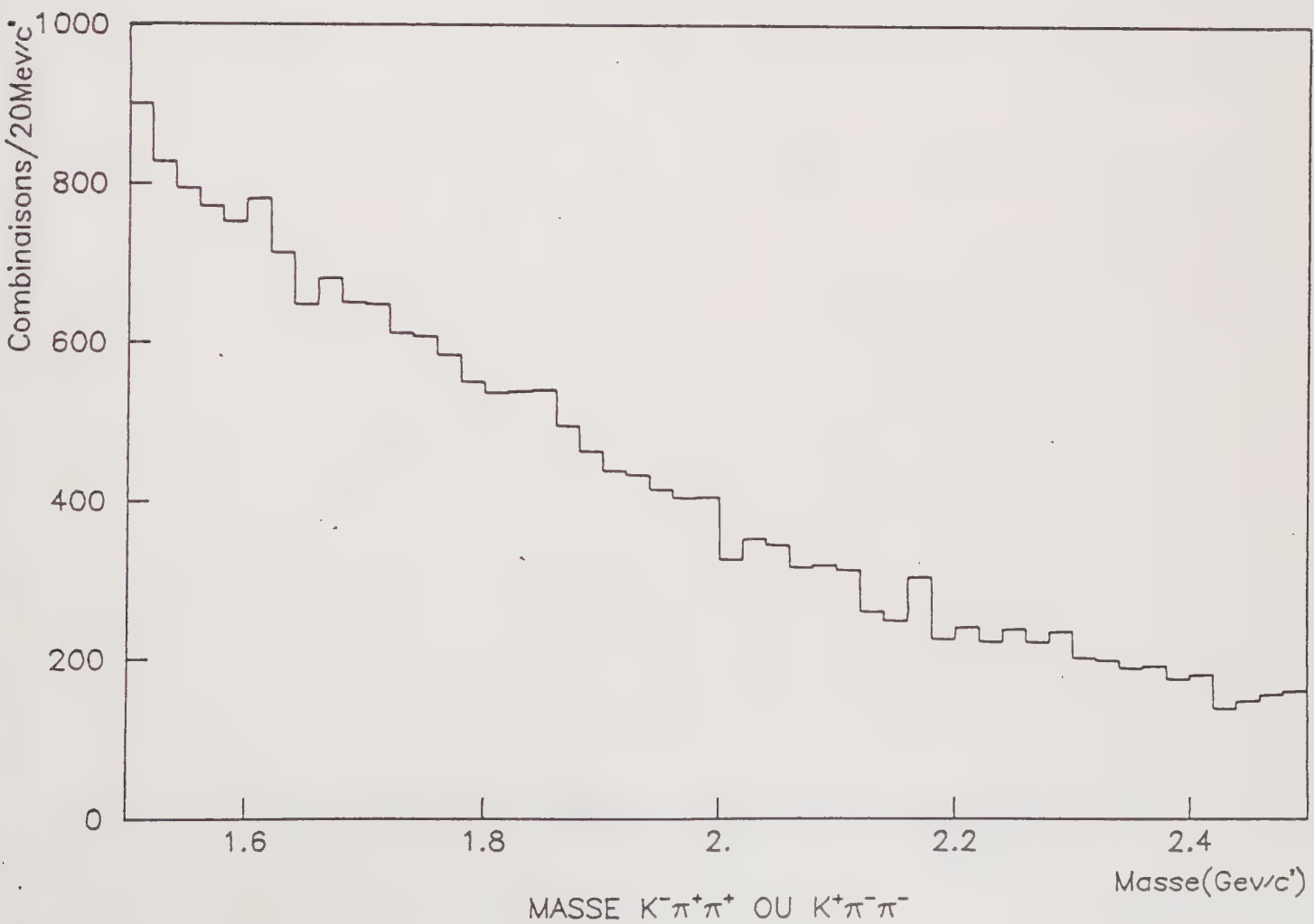
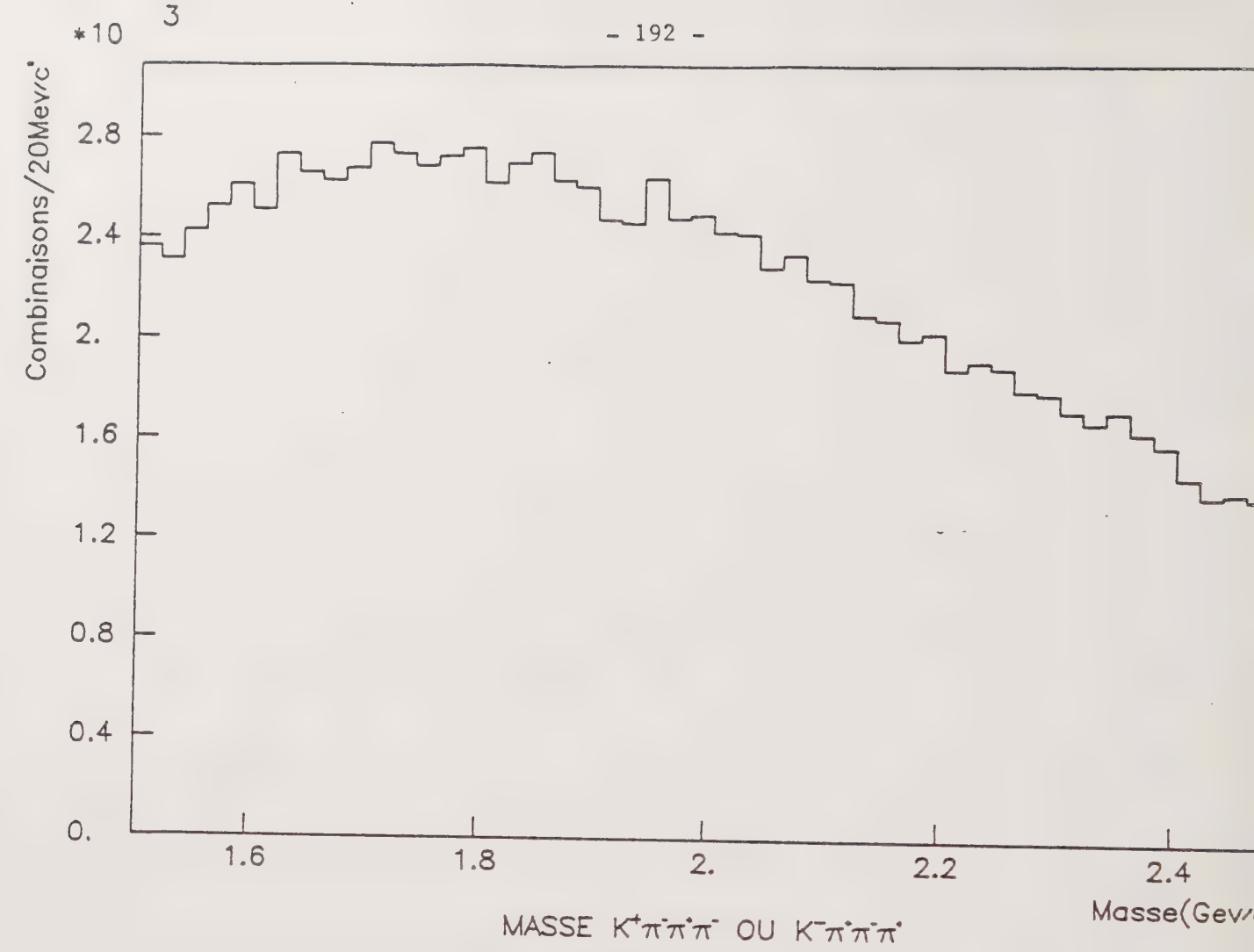

Combinaisons/20Mev/c²
1000
800
600
400
200
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K⁻π⁺π⁺ OU K⁺π⁻π⁻

Fig. V 2


*10 3
Combinaisons/20Mev/c²
2.8
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
MASSE K⁺π⁻π⁺π⁻ OU K⁻π⁺π⁻π⁺
Masse(Gev/

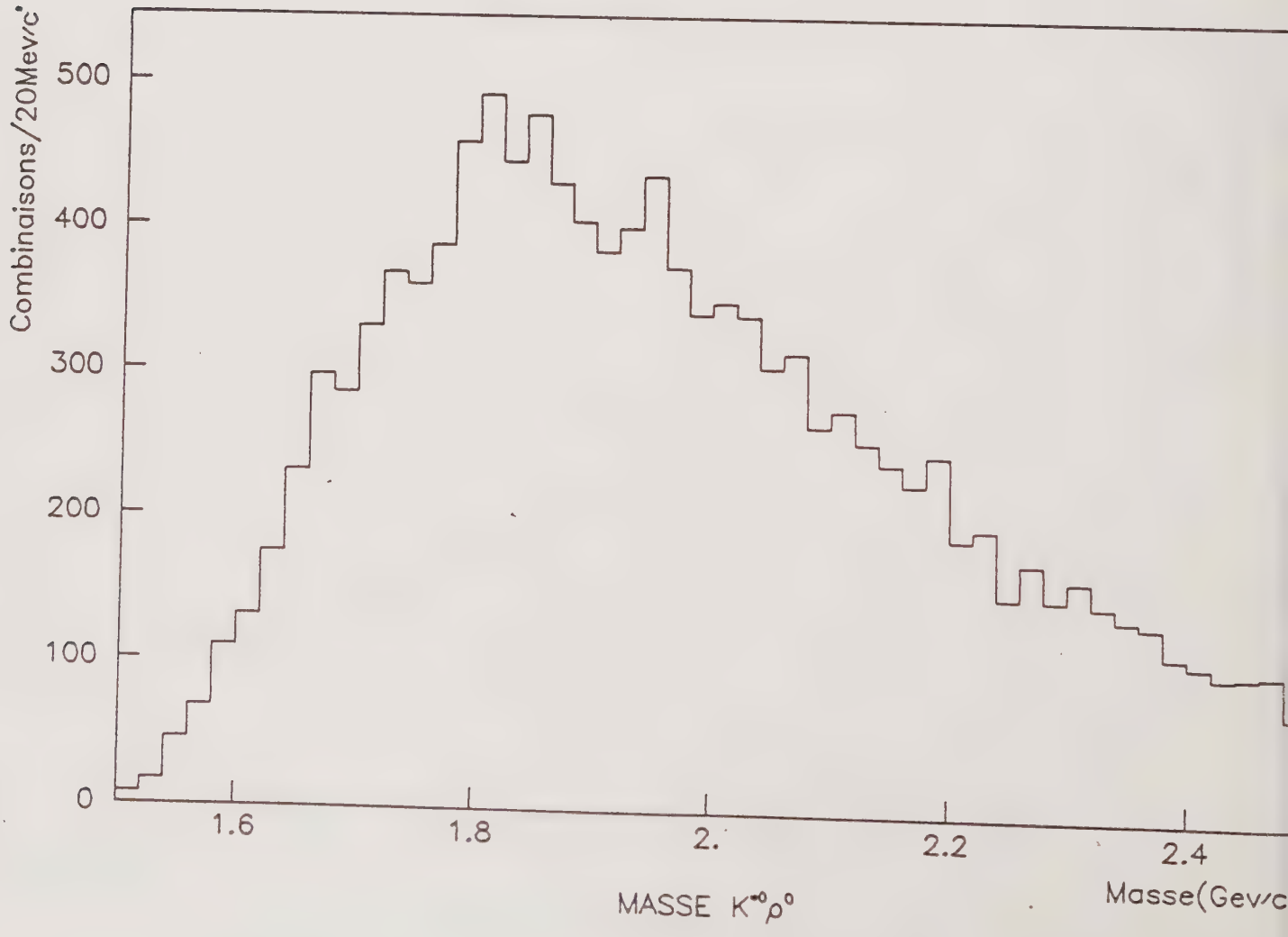

Combinaisons/20Mev/c²
500
400
300
200
100
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
MASSE K*°ρ°
Masse(Gev/c

Fig. V 3

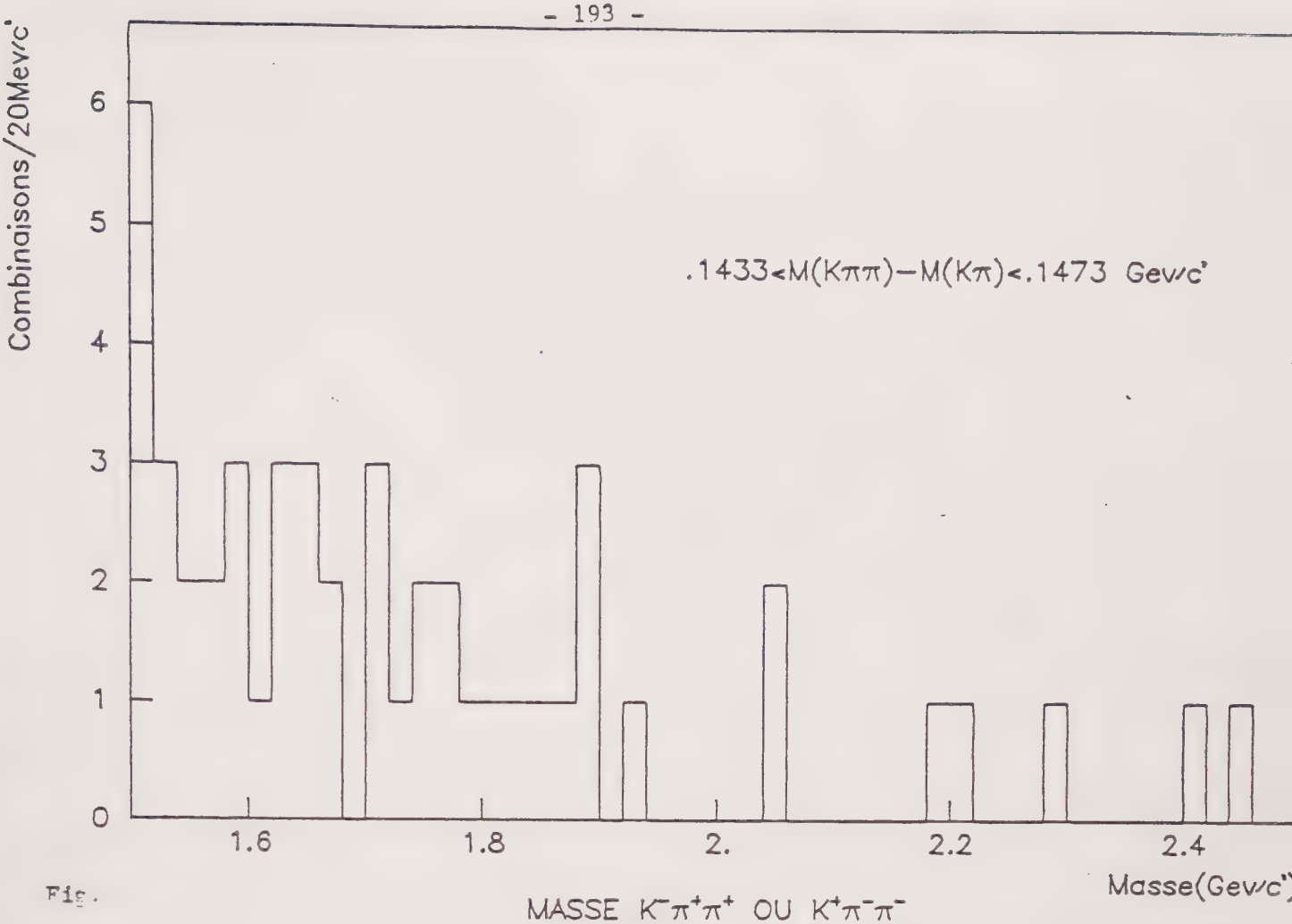

Combinaisons/20Mev/c²
.1433<M(Kππ)−M(Kπ)<.1473 Gev/c²
0
1
2
3
4
5
6
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K⁻π⁺π⁺ OU K⁺π⁻π⁻

Fig.

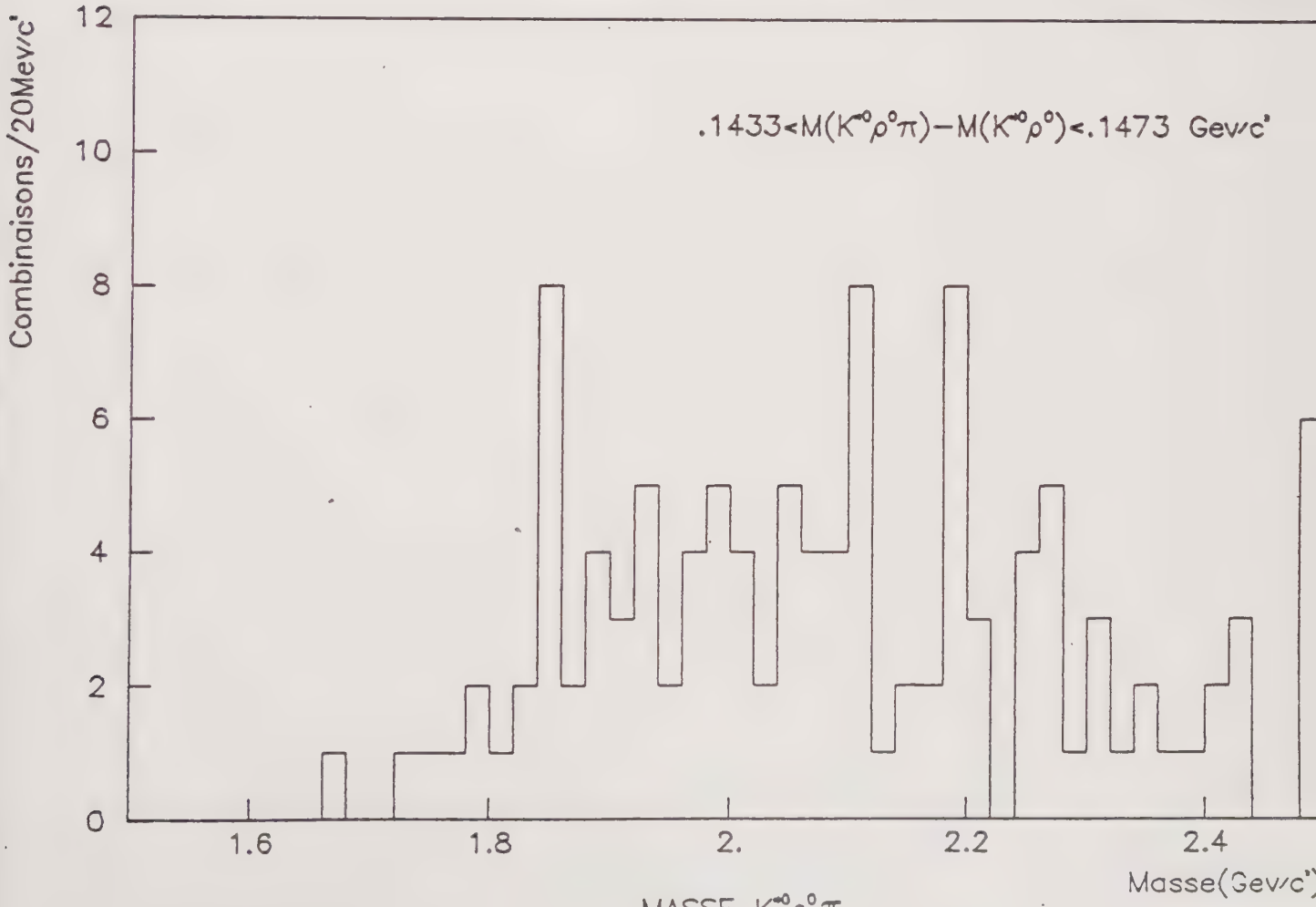

Combinaisons/20Mev/c²
.1433<M(K*°ρ°π)−M(K*°ρ°)<.1473 Gev/c²
0
2
4
6
8
10
12
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K*°ρ°π

Fig. V 5

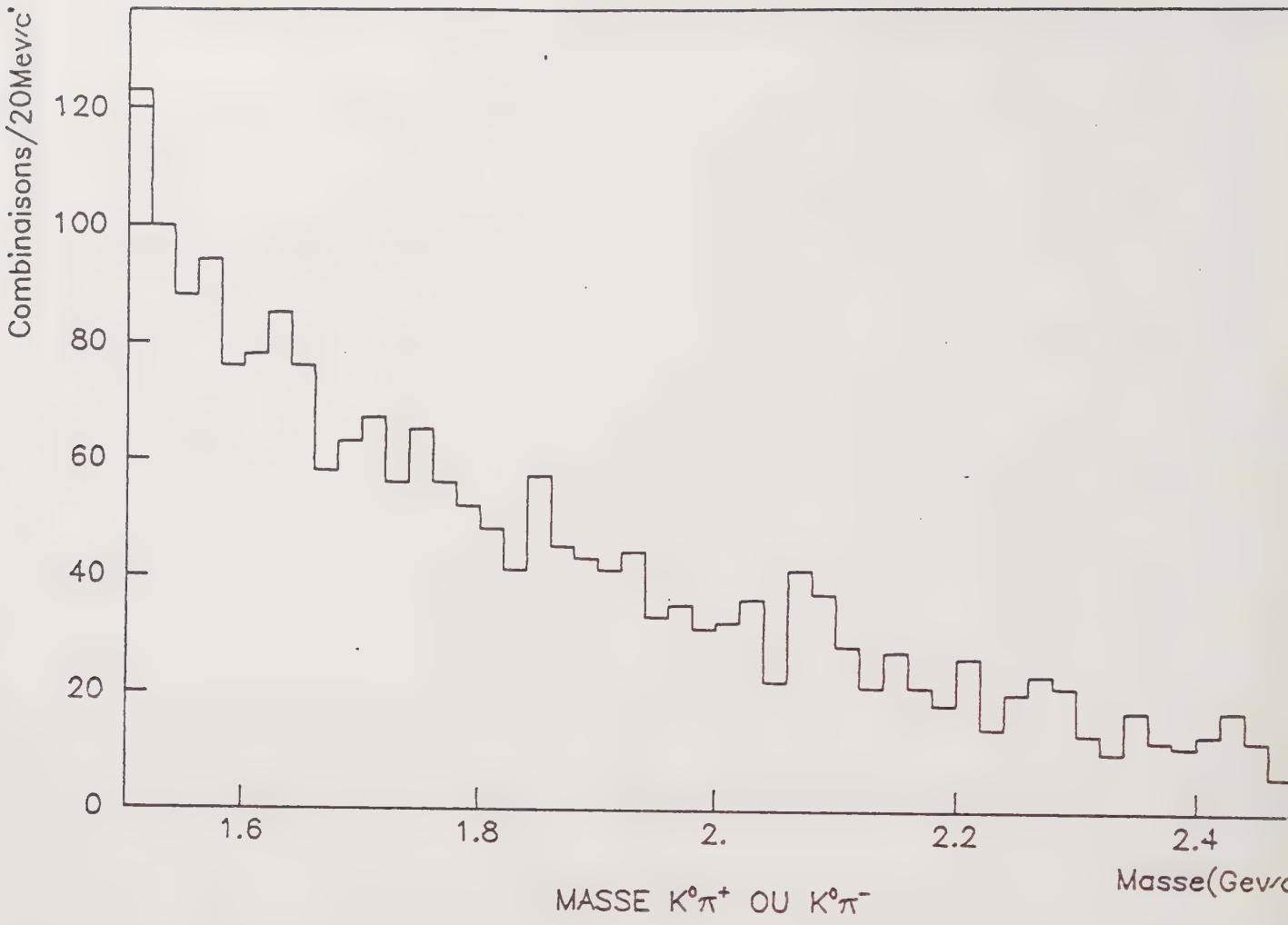
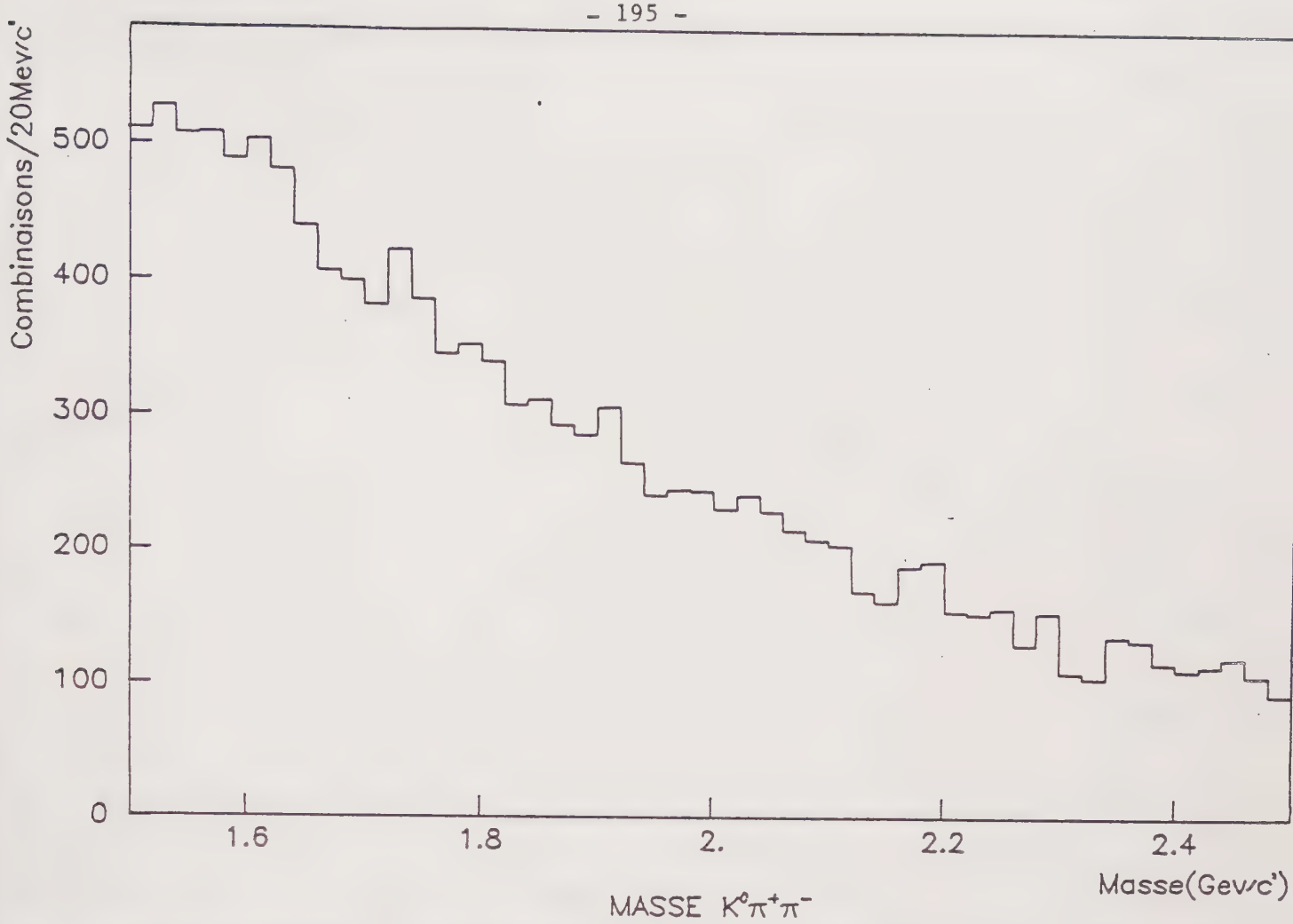
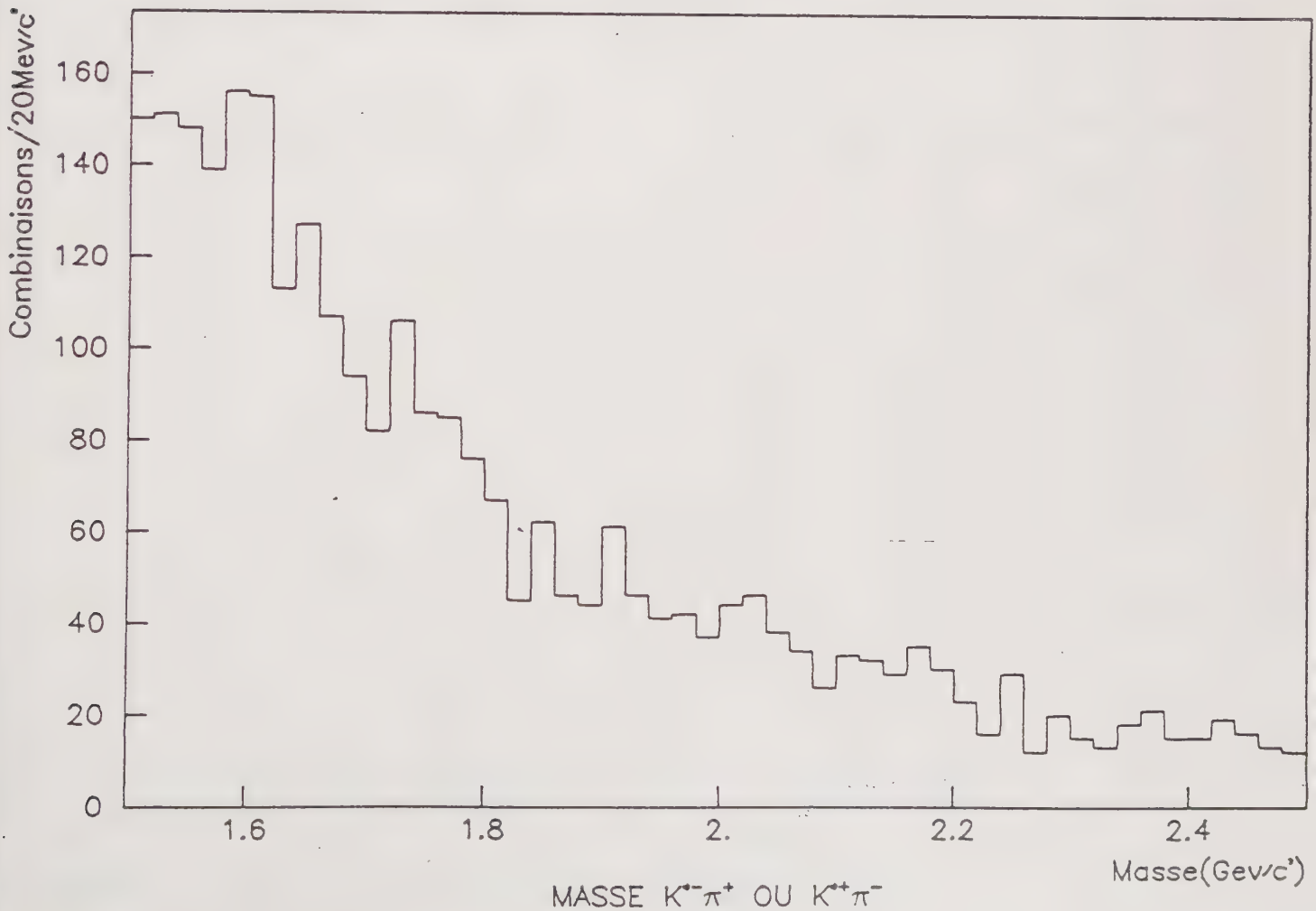
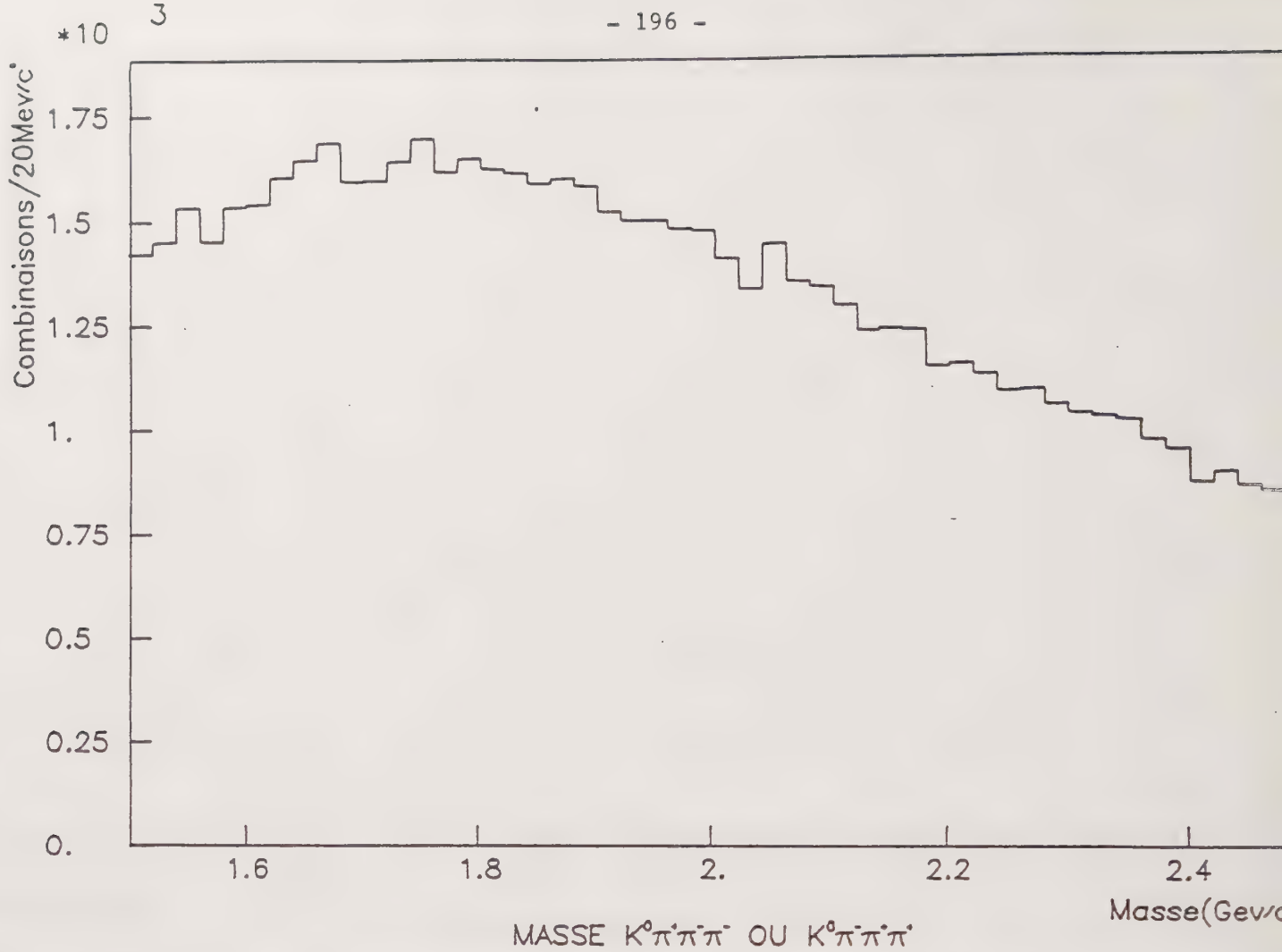

Combinaisons/20Mev/c²
120
100
80
60
40
20
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
MASSE K°π⁺ OU K°π⁻
Masse(Gev/c

Fig. V 6


Combinaisons/20Mev/c²
500
400
300
200
100
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K°π⁺π⁻


Combinaisons/20Mev/c²
160
140
120
100
80
60
40
20
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K⁺⁻π⁺ OU K⁺⁺π⁻


*10
Combinaisons/20Mev/c²
1.75
1.5
1.25
1.
0.75
0.5
0.25
0.
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c
MASSE K°π⁻π⁻π⁺ OU K°π⁻π⁻π⁺

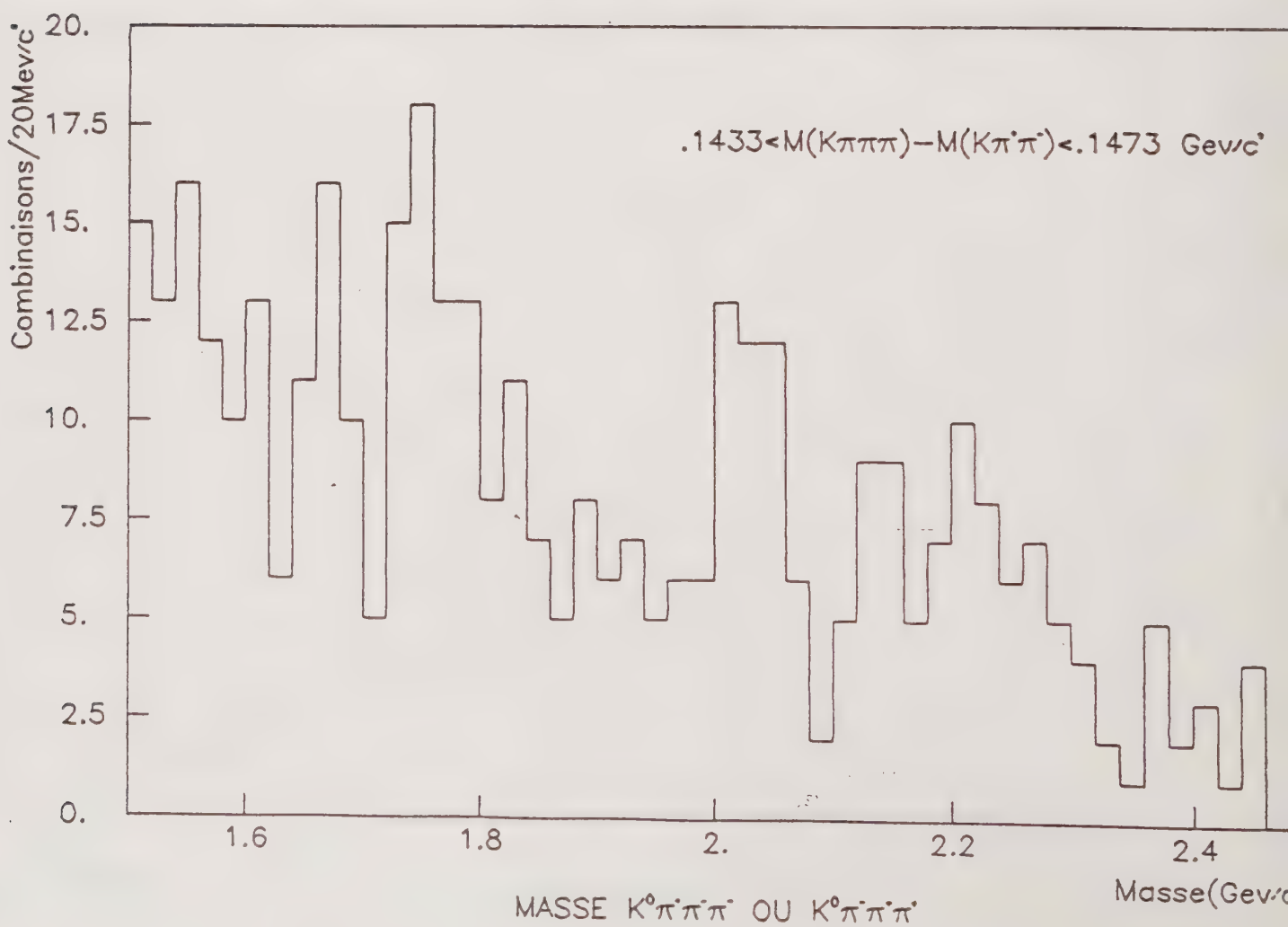
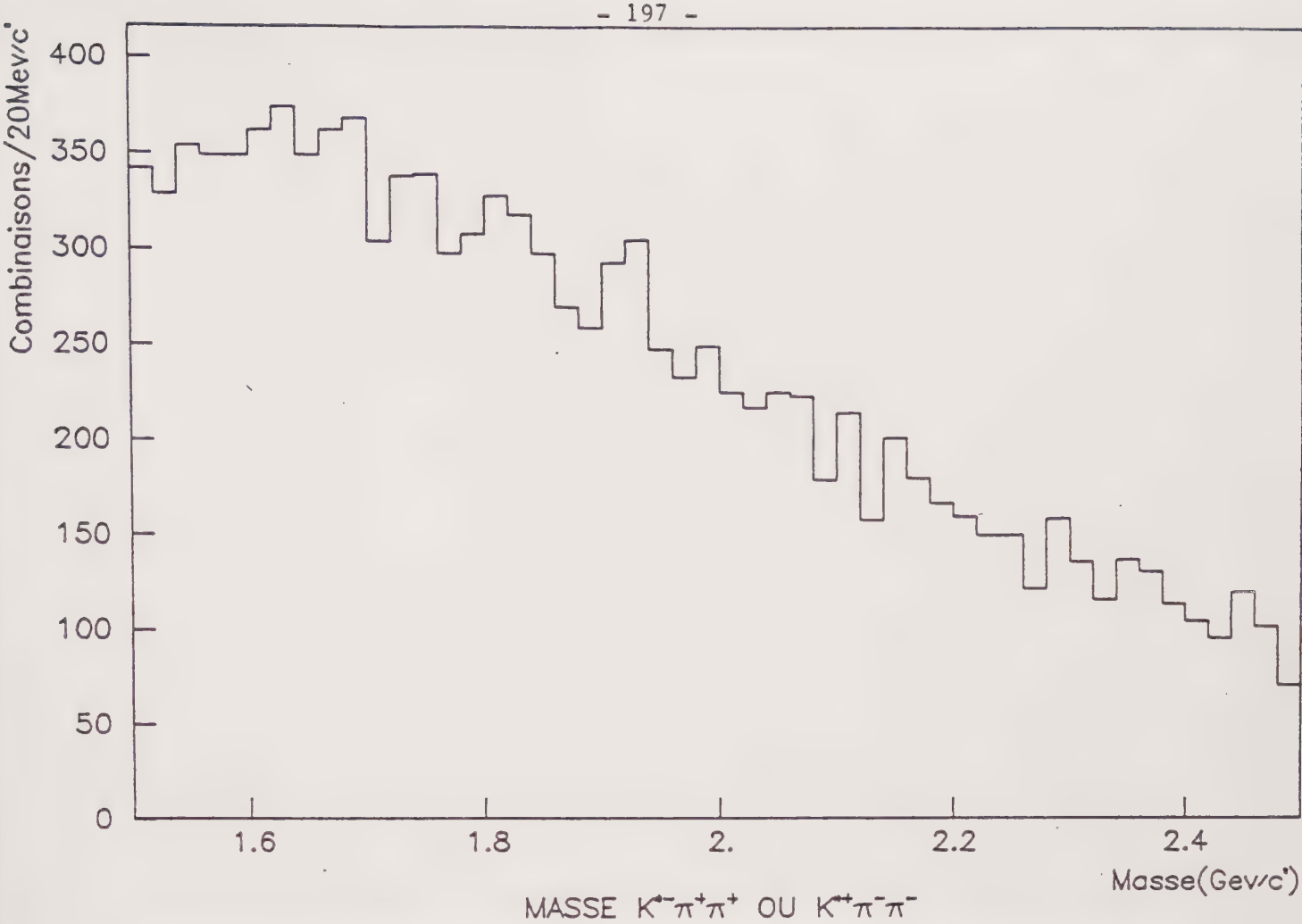

Combinaisons/20Mev/c²
20.
17.5
15.
12.5
10.
7.5
5.
2.5
0.
.1433<M(Kπππ)−M(Kπ⁻π⁻)<.1473 Gev/c²
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c
MASSE K°π⁻π⁻π⁺ OU K°π⁻π⁻π⁺

Fig. V 8


Combinaisons/20Mev/c²
400
350
300
250
200
150
100
50
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K*⁻π⁺π⁺ OU K*⁺π⁻π⁻

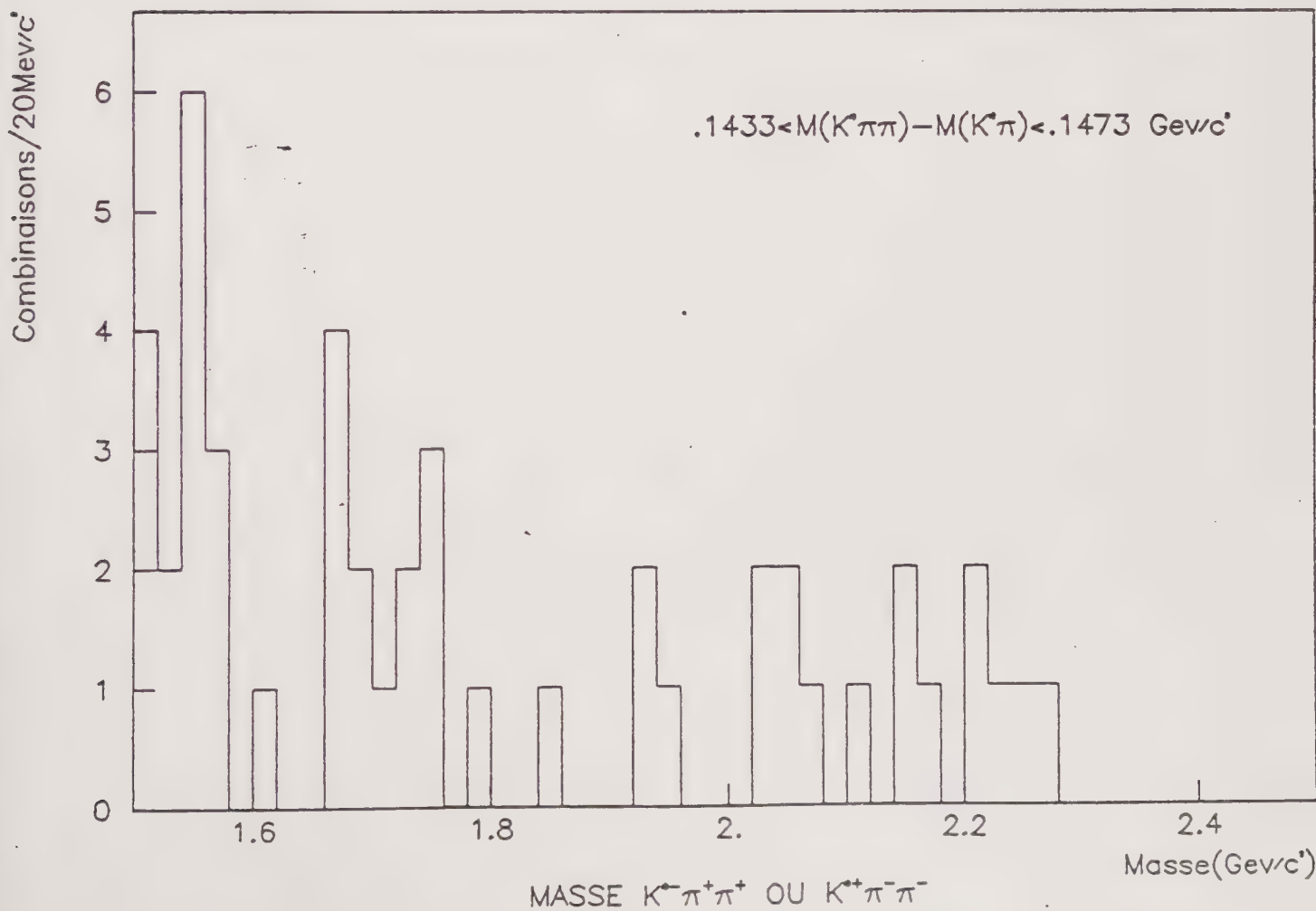

Combinaisons/20Mev/c²
.1433<M(K*ππ)−M(K*π)<.1473 Gev/c²
6
5
4
3
2
1
0
1.6
1.8
2.
2.2
2.4
Masse(Gev/c²)
MASSE K*⁻π⁺π⁺ OU K*⁺π⁻π⁻

Fig. V.9

Chapitre VI

BEAUTE

Dans ce chapitre, nous allons examiner les désintégrations possibles des mésons beaux B($b\bar{u}$ ou $b\bar{d}$). Les seules indications les concernant viennent, pour l'instant, des anneaux de collision e+e- de Cornell ($e^+e^- \rightarrow \Upsilon''' \rightarrow B\bar{B}$), et leur masse n'a pas encore été reconstruite à partir de leurs produits de désintégration. Ils pourraient être produits dans notre expérience ($\pi^-Be \rightarrow B\bar{B}$) et reconstruits par leur désintégration $B \rightarrow \psi\chi$ (principalement $\psi K\pi$).

La première partie présente la paramétrisation des couplages du quark b, la deuxième les diagrammes de base pour la désintégration du quark b et montre la possibilité d'obtenir ainsi un ψ. Dans la troisième partie, on essaie d'évaluer la largeur totale de désintégration du méson B (par comparaison avec le D) et la possibilité de l'observer à un vertex secondaire. La quatrième partie compare les estimations théoriques pour les largeurs partielles en ψK, $\psi K\pi$... Nos résultats expérimentaux et les coupures possibles sont exposés dans la cinquième partie pour le B et dans la sixième pour le $B_s^0(b\bar{s})$ et le $B_c(b\bar{c})$.

I - Couplages du quark b:

La découverte d'un 5ème quark b conduit à modifier les couplages des 4 quarks (u,d,s,c) :

$$\begin{array}{c} \\ u \\ c \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{cc} d & s \end{array} \\ \begin{pmatrix} \cos\theta_c & -\sin\theta_c \\ \sin\theta_c & \cos\theta_c \end{pmatrix} \end{array}$$

L'absence à un niveau suffisant de désintégrations "exotiques" du quark b ($b \rightarrow e^+e^- X$ par exemple) rend l'hypothèse d'un 6ème quark t de charge 2/3 associé dans le même doublet assez probable. Les résultats obtenus en anneaux de collision e+e- à Hambourg donnent une limite inférieure de 20 GeV/c^2 pour la masse du quark t.

Dans la suite, nous travaillerons avec ce schéma à 6 quarks. Une paramétrisation possible des couplages a été envisagée, bien avant la découverte du charme, par Kobayashi et Maskawa (ref. 19) avec 3 angles θ_1, θ_2, θ_3 et une phase δ. Pour simplifier l'écriture, on pose : $c_i = \cos\theta_i$, $s_i = \sin\theta_i$; on a alors :

$$\begin{array}{c} \\ u \\ c \\ t \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} d & s & b \end{array} \\ \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} \end{array} = \begin{array}{c} \\ u \\ c \\ t \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{ccc} d & s & b \end{array} \\ \begin{pmatrix} c_1 & -s_1c_3 & -s_1s_3 \\ s_1c_2 & c_1c_2c_3 - s_2s_3e^{i\delta} & c_1c_2s_3 + s_2c_3e^{i\delta} \\ s_1s_2 & c_1s_2c_3 + c_2s_3e^{i\delta} & c_1s_2s_3 - c_2c_3e^{i\delta} \end{pmatrix} \end{array}$$

Les 3 angles sont limités au 1er quadrant et ont été choisis pour être compatibles avec le schéma à 4 quarks : $\theta_1 = \theta_c$.

La phase δ qui peut être positive ou négative permet une violation naturelle de CP.

On voit donc que les mesures expérimentales des transitions entre u,d,s,c vont être très importantes pour déterminer les couplages du quark b.

La transition u-d a été mesurée en comparant les désintégrations β à la désintégration du μ (ref. 106).

La transition s-u a été mesurée à partir des désintégrations semi-leptomiques des baryons (ref. 107).

Ces résultats ont été réanalysés par Shrock et Wang (ref. 108) qui obtiennent :

$$U_{ud} = \cos\theta_1 = 0,9737 \pm 0,0025$$
$$U_{us} = \sin\theta_1 \cos\theta_3 = 0,219 \pm 0,002 \ (\pm 0,011 \text{ théorie})$$

$$\text{d'où } \sin\theta_3 = 0,28 \begin{cases} + 0,21 \\ \\ - 0,28. \end{cases}$$

De nombreux calculs théoriques ont alors été faits pour essayer de déterminer θ_2 et δ : ils utilisent tous la différence de masse $K_{os} - K_{ol}$ et la violation de CP par le K° ; sous l'hypothèse que cette violation de CP vient entièrement de la phase δ (elle pourrait aussi venir de Higgs...), ils obtiennent des corrélations entre s_2 et δ suivant les valeurs de s_3 ; les limites extrêmes sont :

- Hagelin (ref. 109) $s_2 < 0,4$ si $\cos\delta > 0$, $s_2 < 0,6$ si $\cos\delta < 0$

- Barger Long Pakwasa (ref. 110)

$$\begin{cases} 0,04 < s_2 < 0,57 \text{ pour un modèle simple} \\ 0,11 < s_2 < 0,66 \text{ pour un modèle de sac} \end{cases}$$

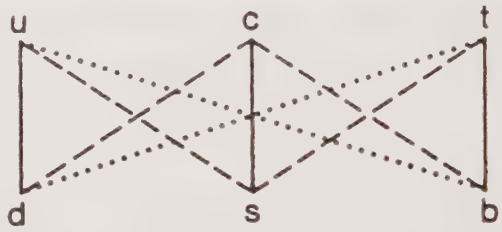
- Shrock Treiman et Wang (ref. 111) $0,06 < s_2 < 0,50$ et surtout dans tous les cas $|U_{bu}| \ll |U_{bc}|$! donc le quark b se désintégrerait essentiellement en charme.

Une mesure expérimentale de la transition $d \to c$ dans la réaction $\nu N \to$ charme donne actuellement $s_2 < 0,50$.

Donc les 2 angles θ_2 et θ_3 sont petits ($< 30°$).

Une approximation très grossière $s_1 \sim s_2 \sim s_3 \sim \sin\theta_c = s$ permet d'avoir alors un ordre de grandeur des couplages :

$$\begin{array}{c|ccc} & d & s & b \\ u & 1 & -s & -s^2 \\ c & s & 1 & s \\ t & s^2 & s & 1 \end{array} \quad \text{soit}$$

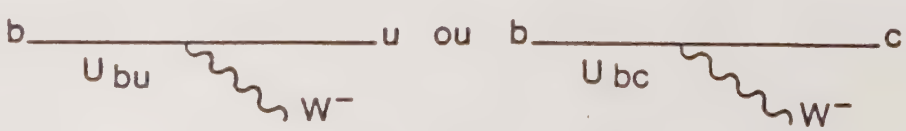


L'introduction de nouveaux angles modifie légèrement les couplages obtenus pour le D mais les modifications correspondantes pour les désintégrations sont trop faibles pour résoudre les probèmes rencontrés (Wang Wilczek, ref. 112).

Enfin la symétrie de saveur SU5 (u,d,s,c,b) est trop fortement brisée ($m_b \simeq 4,8$ GeV/c² $\neq 0$) pour permettre des prédictions sur les désintégrations du B.

II - Historique :

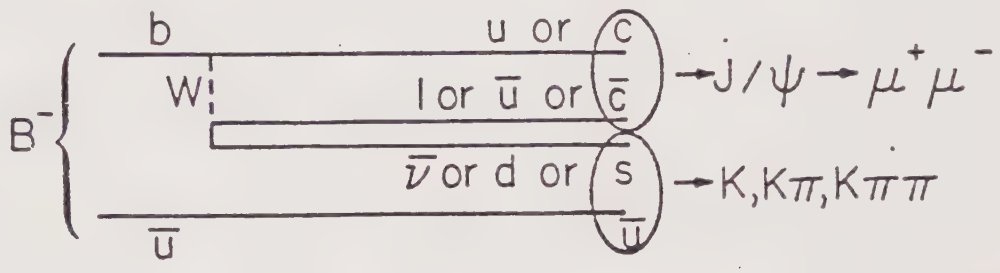
Le quark b peut donc se désintégrer de 2 façons différentes :



Compte tenu de la masse élevée du b, de nouveaux modes de désintégration sont possibles pour le W : en plus des modes $\begin{pmatrix}\bar{\nu}_e\\ e^-\end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix}\bar{\nu}_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix}\bar{u}\\ d\end{pmatrix}$ déjà vus pour le D, les modes $\begin{pmatrix}\bar{\nu}_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix}\bar{c}\\ s\end{pmatrix}$ sont possibles.

Pour nous le mode

est intéressant car nous pourrions observer un état $c\bar{c}$, notamment le ψ, dans une désintégration $B \rightarrow \psi K$ ou $\psi K\pi$.



Quand les premiers événements $\psi K^\circ\pi$ à 5,3 GeV/c^2 sont apparus dans nos données (Janvier 1979), Ellis, Gaillard, Nanopoulos et Rudaz (réf. 113) avaient déjà envisagé les différentes possibilités de désintégrations du quark b et montré que $b \rightarrow c$ dominait dans tous les cas $b \rightarrow u$; Harari (réf. 114) permettait de calculer les rapports de branchement des différents canaux :

$$\begin{pmatrix}\alpha\\ \beta\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}\bar{\nu}_e\\ e^-\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\bar{\nu}_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\bar{\nu}_\tau\\ \tau^-\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\bar{c}\\ s\end{pmatrix}$$

. statistiquement : on attend un rapport 1 / 1 / 3 / 1 / 3 à cause de la couleur des quarks

. l'espace de phase :

$F\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_\alpha}{m_b}, \frac{m_\beta}{m_b}\right)$ donne : 0,45 / 0,45 / 0,45 / 0,007 / 0,04

. on a donc le produit (normalisé à 100 %) :

17 % / 17 % / 50 % / 2 % / 14 % .

Sur les 14 % de $c\bar{c}s$, quelques % de $\psi K^{\circ}\pi$ étaient possibles. H. Fritzsch (ref. 115) évalua alors $B(B \rightarrow \psi X) \sim 3$ à 5 % puis $B(B \rightarrow \psi K\pi) \sim 1$ % (ref. 116). Les résultats de notre expérience en $\psi K^{\circ}\pi \pm$ et $\psi K^{-}\pi^{+}$ avec 9000ψ, donnés à la conférence de Genève (réf. 117) suscitèrent des calculs plus précis qui seront détaillés par la suite.

Avec les 38 000 ψ enregistrés ensuite, le signal observé à 5,3 GeV/c² disparut et il est certain maintenant que ce n'était qu'une fluctuation statistique. De nombreux tests ont été faits pour s'en assurer, notamment à cause de la découverte d'une erreur de mesure sur la position d'une chambre (D2 déplacée de 1,3 cm en x), dont l'effet n'était finalement qu'un déplacement global de quelques MeV/c² du signal et donc insignifiant ; 10 000 ψ ont été reproduits avec un programme spécial permettant au ψ de se désintégrer après le vertex principal (car à ce moment là les prédictions pour le temps de vie du B étaient $10^{-8} > \tau_B > 10^{-13}$s et la limite expérimentale 5 10^{-8}s), la résolution obtenue était alors 1 cm en x.

Enfin les 38 000 ψ ont été reproduits avec la contrainte pour les traces de passer au vertex principal (qui améliore la résolution mais peut faire perdre des désintégrations secondaires en 3 corps et plus).

Entre temps un nouvel état T''' a été observé en anneaux de collision e+e- à Cornell (réf. 118). La grande largeur totale (10 MeV/c²) montre qu'il est au-dessus du seuil $B\bar{B}$; sa masse conduit à la limite $m_B < 5{,}28$ GeV/c² ; la limite inférieure est donnée par le T'' : $m_B > \frac{m_{T''}}{2} = 5{,}14$ GeV/c². La prédiction théorique du premier état excité (B^*) à 50 MeV au dessus du B a permis à Eichten de déduire de la forme de la résonance T''' que $m_B \simeq 5{,}25$ GeV/c² est le plus probable.

L'absence de γ correspondant à cette transition ($B^* \longrightarrow B\gamma$) au Υ''' (conférence de Lisbonne) donne une limite inférieure de $5,28 - 0,05 = 5,23$ GeV/c^2.

Dans la suite, nous cherchons le B à $m_B = 5,25$ GeV/c^2.

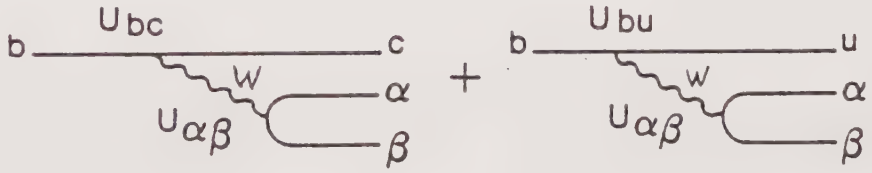
Pour que nous puissions donner des limites sur la section efficace de production du B, il est donc nécessaire d'avoir une évaluation des temps de vie du B et des largeurs partielles en ψK n π.

III - Calcul de la largeur totale du B :

1) Largeur avec quark spectateur :

$$\Gamma = \Gamma_o \left[U_{bc}^2 \sum_{\alpha\beta} C V_{\alpha\beta}^2 \; F\left(\frac{m_c}{m_b}, \frac{m_\alpha}{m_b}, \frac{m_\beta}{m_b}\right) + U_{bu}^2 \sum_{\alpha\beta} C V_{\alpha\beta}^2 \; F\left(o, \frac{m_\alpha}{m_b}, \frac{m_\beta}{m_b}\right) \right]$$

correspondant à :



Plusieurs différences apparaissent par rapport au D :

. $\Gamma_o = \dfrac{G_F^2 \, m_b^5}{192 \, \pi^3}$ est $3^5 \simeq 245$ fois plus grande.

. $U_{bc} \simeq s$, $U_{bu} \simeq s^2$ d'où la suppression de $b \longrightarrow u$ par rapport à $b \longrightarrow c$; $U^2_{bc} \simeq s^2 \simeq 0,05$ (ordre de grandeur) au lieu de $\cos^2\theta_c \simeq 1$ pour le D.

. c = 1 pour les leptons, c = 3 pour les quarks ; avec les corrections du groupe de renormalisation (ici f+ = 0,85, f- = 1,40), $c = 2f_+^2 + f_-^2 = 3,40$ pour les quarks (au lieu de 5,5 pour le D).

2) Largeur d'annihilation $b\bar{q} \rightarrow \alpha\bar{\beta}$:

$$\Gamma = \Gamma_o \frac{f_B^2}{M_B^2} F'_{\alpha\beta} \quad c' \; U^2 \; V^2$$

Dans cette relation :

. Le facteur de forme (f_B) du B a été calculé par Novikov (réf. 119) à partir de relations de dispersion ; il obtient $|f_B| \simeq 500$ MeV; RN Cahn et SD. Ellis (réf. 120) à partir de la fonction d'onde à l'origine $|\psi(0)|^2 = 0,1$ GeV^3, trouvent $|f_b| = \sqrt{\frac{12}{m_B}} |\psi(0)| \simeq 500$ MeV.

. $F'_{\alpha\beta}$ (suppression d'hélicité) n'est plus nul pour des quarks lourds : $F'_{cq} \simeq 36$; $F'_{\tau q} \simeq 47$; $F'_{cc} \simeq 71$ ($F'_{uq} <$ 0,02, $F'_{s\,q} \simeq 2,4$).

. Mais $C_E = \frac{(2f+ - f-)^2}{3} = \frac{1}{3}$ sans correction QCD devient 0,03 av

$C_A = \frac{(2f+ + f-)^2}{3} = 3$ sans correction QCD devient 3,2 av

- Pour le B°, on obtient donc :

$$\Gamma = \Gamma_o \; U_{bc}^2 \left(\frac{500}{4500}\right)^2 \times 36 \times (0,33 \text{ à } 0,03)$$

$= 0,15$ à $0,01 \; \Gamma_o \; U_{bc}^2$ négligeable avec les corrections QCD

$$\Gamma = \Gamma_o \, U_{bc}^2 \, U_{cd}^2 \left(\frac{500}{4500}\right)^2 \times 71 \times (0{,}33 \text{ à } 0{,}03)$$

$$= 0{,}015 \text{ à } 10^{-3} \, \Gamma_o \, U_{bc}^2 \text{ ! encore plus faible}$$

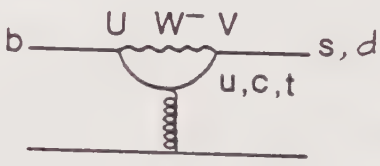
- Pour le B+, on a de même :

$$\Gamma = \Gamma_o \, U_{bu}^2 \left(\frac{500}{4500}\right)^2 36 \times 0{,}3$$

$$= 1{,}3 \, U_{bu}^2 \, \Gamma_o \text{ négligeable à cause de } U_{bu}^2$$

3) <u>Diagrammes Pingouins</u> : Ces diagrammes ont été évalués par Ellis et al. (réf. 113).

a)

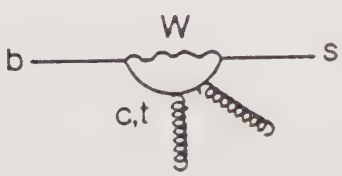


transition : bud bus bcd bcs btd bts

ordre de grandeur : s^2 s^3 s^2 s s^2 s

On voit donc que les transitions b → c → s et b → t → s ont des couplages du même ordre que la transition b → c (on avait un facteur sin θ_c pour le D). Mais les masses élevées rendent ce diagramme probablement négligeable.

b) émission de 2 gluons :



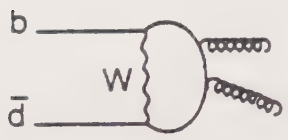
$$\Gamma \lesssim \frac{3\alpha_s^2(m_b^2)}{8\pi^2} \Gamma_b \longrightarrow c\bar{u}d$$

$$\simeq 3.10^{-3} \, \Gamma_b \longrightarrow c\bar{u}d$$

$$\simeq 3.10^{-3} \times 3. \times 0{,}45 \, \Gamma_o \, U_{bc}^2$$

négligeable

c) désintégration en 2 gluons :



$$\Gamma \lesssim \frac{6\alpha_s^2(m_b^2)}{\pi^2} |U_{bu}| \; 2^3 \frac{f_B^2}{m_B^2} \; \Gamma_o$$

$$\sim 4,\ 10^{-3}\ \Gamma_o |U_{bu}|^2 \qquad \text{négligeable}$$

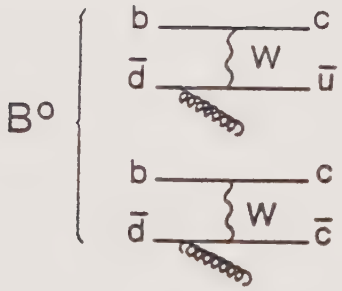
4) -Corrections introduites pour expliquer $\tau_{D^+} > \tau_{D^0}$:

a - α) Emission d'un gluon perturbatif

$$\Gamma = \Gamma_o \frac{\alpha_s(m_B^2)\ f_B^2}{m_q^2 \text{ const.}} \; r_{\alpha\beta}\, c_{ge}\, U^2\, V^2 \quad \text{avec} \quad r_{qq} = 1$$

$$r_{qc} = 0,7$$

$$r_{cc} = 0,4$$



$$\Gamma = 1,82\ U_{bc}^2\ \Gamma_o$$

$$\Gamma = 0,06\ U_{bc}^2\ \Gamma_o$$

Pour le B+, on a U_{bu}^2 dans le diagramme d'annihilation qui est donc négligeable.

β) gluons dans la fonction d'onde : (réf.101) l'effet étant en $\frac{f^2}{m_Q^2}$ il sera diminué par un facteur $\frac{f_B^2}{m_B^2} \times \frac{m_D^2}{f_D^2}$ donc plus faible pour le B que pour le D(un facteur 10 d'après Fritzsch).

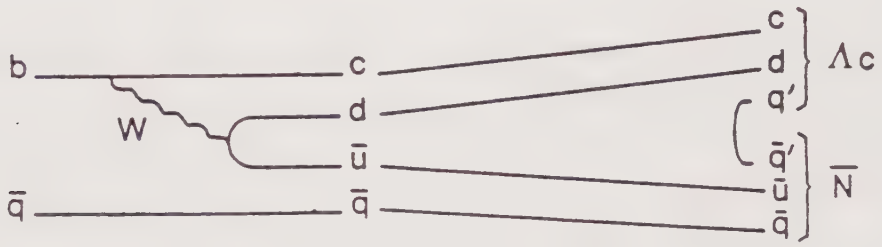
b/ f- >> f+ et pas d'échange de couleur :

L'hypothèse f- >> f+ semble devoir être réduite pour le B ; en effet le calcul du groupe renormalisation a ramené f- de 2,15 pour le D à 1,40 pour le B. Cette hypothèse donnerait aussi une interférence destructive pour le B+ et donc augmenterait son temps de vie.

D'après Guberina, ce mécanisme serait aussi bon pour le B et augmenterait la valeur des facteurs de couleur de la forme 2f+ - f- (très faible avec les valeurs standard du groupe de renormalisation).

5) - Désintégrations baryoniques :

Une possibilité particulière de désintégration en un système baryon-antibaryon est possible pour le mêson B à partir du regroupement en diquarks (et création d'une paire $q'\bar{q}'$) :



Ce schéma, impossible pour le méson D (à cause de sa masse trop faible pour donner $\Lambda\bar{N}$) et peu probable pour le méson T (où le système qq ne sera plus au repos et donnera plutôt des jets) a été décrit par Biji (Réf. 121) ; il obtient :

$$\frac{Br\ (B \longrightarrow "\Lambda_c\ \bar{N}")}{Br\ (B \longrightarrow c\ d\ \bar{u}\ \bar{q})} \simeq 2 \text{ à } 15\%$$

et

$$\frac{Br\ (B \longrightarrow "\Lambda_c \bar{\Lambda}_c")}{Br\ (B \longrightarrow c\ s\ \bar{c}\ \bar{q})} \simeq 5 \text{ à } 24\%$$

6) - conclusion :

On obtient donc une largeur totale $\Gamma_T \simeq 3\ |U_{bc}|^2 \Gamma_0$ pour le B, plus grande que pour le D, essentiellement à cause du facteur 250 sur Γ_0 et des modes supplémentaires possibles ; mais cette largeur dépend crucialement du couplage $|U_{bc}|$ (comparé à $\cos^2\theta_c$ pour le D) : c'est une valeur très faible de ce couplage

qui avait conduit initialement à prédire des temps de vie aussi longs que 10^{-10}s. Actuellement, les calculs (références 108 à 111) des contraintes sur les angles de mélange conduisent à prévoir un temps de vie plus court que pour le D donc inobservable pour nous par un vertex secondaire. La limite expérimentale actuelle est 3.10^{-11}s (ref.122), ou même 5.10^{-12}s (Conférence de Lisbonne).

Une différence de largeur totale entre le B^+ et le B° pourrait venir de l'émission de gluon perturbatif et augmenterait la largeur totale du B° à $\simeq 5\ |U_{bc}|^2\ \Gamma_o$.

L'hypothèse initiale $|U_{bc}| >> |U_{bu}|$ semble être confirmée expérimentalement (Conférence de Lisbonne) par les résultats de Cornell les plus récents (la masse manquante au lepton dans les désintégrations semi-leptoniques du B est de l'ordre de 2 GeV/c^2, compatible avec les D,D*... mais trop élevée pour des hadrons classiques).

IV - Calcul des largeurs partielles :

1) largeur semi-leptoniques :

Nous avons vu au paragraphe précédent que la largeur initiale $\Gamma_\ell = \Gamma_e = \Gamma_\mu \simeq |U_{bc}|^2\ \Gamma_o$ était réduite à $0,45\ |U_{bc}|^2\ \Gamma_o \simeq 26,2\ |U_{bc}|^2$ meV par l'espace de phase ce qui donne un rapport de branchement attendu de 9 à 15 %. Les corrections QCD au mode semi-leptonique vues pour le D devraient être négligeables ici à cause de la masse élevée des quarks.

Les mesures expérimentales effectuées à Cornell sont en bon accord avec ces chiffres :

$$B(B \rightarrow \mu X) = 9,4 \pm 3,6\ \%\ \text{(ref. 123)}$$
$$B(B \rightarrow eX) = 13 \pm 4\ \%\ \text{(ref. 124)}$$

La valeur moyenne de 11 % donne alors une largeur totale pour le B de $238\ |U_{bc}|^2$ meV ou $361\ |U_{bc}|^2\ 10^{12}\ s^{-1}$ qui sera utilisée pour la suite.

2) Mode B --> ψ + X

un facteur de couleur C va apparaitre dans tous les calculs concernant ce genre de diagramme. Il a la même origine que le facteur discuté pour le $D \rightarrow K^\circ\pi^\circ/K^-\pi^+$.

Ici le ψ doit être formé de quarks de même couleur ; donc une seule couleur (sur les 3 possibles) ne serait autorisée pour la désintégration du W virtuel : C = 1/3.

Si on admet des échanges de gluons mous pour évacuer la couleur, on a C = 1. Mais si on croit à l'application des corrections QCD = $C = \frac{1}{3}(2f_+ - f_-) \simeq 0,1$! [et même 0,016 pour certains (ref. 94) car ce facteur est très sensible aux valeurs de f_+ et f_-].

Le diagramme $b \rightarrow \psi s$ a été calculé par Wise (réf. 125) pour le ψ(et le ψ') à partir de calculs existants pour $\tau \rightarrow \rho\nu$ en négligeant la masse du quark s :

$$\Gamma(b \rightarrow \psi s) = \frac{G_F^2}{12\pi^2} |\psi(0)|^2 \left(\frac{m_b^3}{m_\psi^3}\right)\left(\frac{m_b^2 - m_\psi^2}{2m_b}\right)\left(2\frac{m_\psi^2}{m_b^2} + 1\right) C^2 |U_{bc}|^2 |U_{cs}|^2$$

$\psi(0)$ est la fonction d'onde à l'origine du ψ ; $|\psi(0)|^2 = 0,3$ GeV^3

De même Degrand et Toussaint (réf. 126) l'ont calculé pour le ψ et le η_c (suppression du facteur $(2\frac{m_\psi^2}{m_b^2} + 1)$ pour le η_c).

Enfin Kuhn, Nussinov et Ruckl (réf. 127) l'ont calculé pour un système $c\bar{c}$ quelconque sans négliger la masse du quark s.

En écrivant $\Gamma = A\, C^2 |U_{bc}|^2 |U_{cs}|^2$ meV, ils obtiennent :

Système $c\bar{c}$	η_c	ψ	χ_1	ψ'	ψ''	ψ'''	ψ''''	ψ'''''	$D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$	
A	15	27	0,7	0,8	0,1	0,2	0,1	0,02	11	$\Sigma = 55$

On voit donc que le ψ contribue pour la moitié aux systèmes $c\bar{c}$.

On a ainsi un rapport de branchement $B(B \rightarrow \psi X) = 11,3\ c^2\ \%$, la principale inconnue étant la valeur du facteur de couleur C:

B = 11,3 % s'il y a échange de couleur dans l'état final
= 3,5 % avec l'hypothèse de Guberina (réf.103)
= 1,1 % avec suppression standard de couleur
= 0,1 % (ou moins) si on croit aux corrections QCD pour ce facteur

Pour le système X associé, les calculs de Wetzel et de Fritzsch donnent une masse assez élevée ($\gtrsim$ 1 GeV) ; le K seul est très défavorisé, le K* non dominant, un Kπ de masse élevée le plus probable.

La limite expérimentale obtenue à Cornell à partir d'un événement $B \rightarrow \psi X \hookrightarrow e^+e^-$ est : $B(B \rightarrow e^+e^-X) < 1,6\ \%$ (réf. 123 et 124) d'où $B(B \rightarrow \psi X) < 23\ \%$, ce qui est compatible avec toutes les valeurs calculées.

3) <u>Désintégrations en 2 corps</u> :

Ces désintégrations on été étudiées par Ali, Korner, Kramer et Willrodt (réf. 128). Comme il a été indiqué pour le D, ces calculs à partir des éléments de matrice donnent de bonnes valeurs relatives entre les différents modes mais la valeur absolue est assez aléatoire.

Nous utilisons donc une unité arbitraire Γ_2 et, d'après leur remarque finale, on pourra avoir une idée des rapports de branchement en extrapolant à partir du D, ce qui donne $8\ \Gamma_2 \simeq 0,4$ %. soit $\Gamma_2 \simeq 0,05$ %.

Les facteurs de couleur, mis à $c^2 = 0.01$ dans leurs tables, ont été rétablis explicitement dans les modes où il apparaissaient. On obtient ainsi :

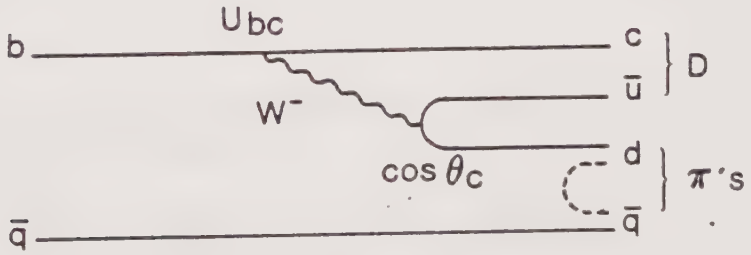
Mode B_u	$D^0\pi^-$	D^0F^-	D^0F^{*-}	$D^{*0}F^-$	$D^{*0}F^{*-}$	Total $D^{(*)}F^{(*)}$	ψK^-	ψK^{*-}	$\eta_c K^-$	$\eta_c K^{*-}$
Unité Γ_2	4,2	8	7,7	4,5	28,9	49,1	17 c^2	88 c^2	16 c^2	(16 c^2)
Mode Bd	$D^+\pi^-$	D^+F^-	D^+F^{*-}	$D^{*+}F^-$	$D^{*+}F^{*-}$	Total $D^{(*)}F^{(*)}$	ψK^-	ψK^{*0}	$\eta_c \bar{K}^0$	$\eta_c \bar{K}^{*0}$
Unité Γ_2	2,7	7	6,6	4,3	25,3	43,2	(17 c^2)	89 c^2	16 c^2	16 c^2

Avec $\Gamma_2 = 0,05$ %, on a donc : $\begin{cases} B(B \to \psi K) \simeq 0,9\ c^2\ \% \\ B(B \to \psi K^*) \simeq 4,4\ c^2\ \% \end{cases}$

On obtient donc aussi une suppression de ψK par rapport à ψK^*. Mais, ici, on a une incertitude supplémentaire sur Γ_2 si l'on veut utiliser les valeurs absolues.

4) Désintégrations en N corps :

Les désintégrations les plus fréquentes du B sont :



Elle ont été étudiées dans un modèle statistique par Ali et al., (réf. 129).

Les multiplicités moyennes chargées attendues sont $\langle nB \rangle \simeq 2,7 + \langle nD \rangle$, soit $\langle nB \rangle \simeq 5$.

Mais le nombre élevé de π^0 rend notre efficacité à ces modes assez mauvaise.

Pour les simulations de ces modes, nous utiliserons les désintégrations du B obtenues par le Monte Carlo de Lund (réf. 130) donnant aussi une distribution statistique.

V - Mesures expérimentales :

Comme pour le D, nous avons effectué des simulations - mélange ; contraignant les $\mu^+\mu^-$ entre 2,95 et 3,25 GeV à la masse du ψ, on obtient les systèmes ψK , $\psi K\pi$ à la masse prévue à 1 MeV/c^2 près et de bonnes résolutions (σ = 21 MeV/c^2 pour ψK^0, 27 MeV/c^2 pour $\psi K^0\pi^+$...).

Le processus utilisé est le même que pour les D ; la masse choisie pour B est 5250 MeV/c^2.

La seule différence est due au fait que le ψ entre dans la combinaison de masse : c'est pourquoi l'efficacité de détection est rapportée à l'efficacité de détection du ψ standard (direct ou non) et la section efficace totale rapportée à la section efficace du ψ standard.

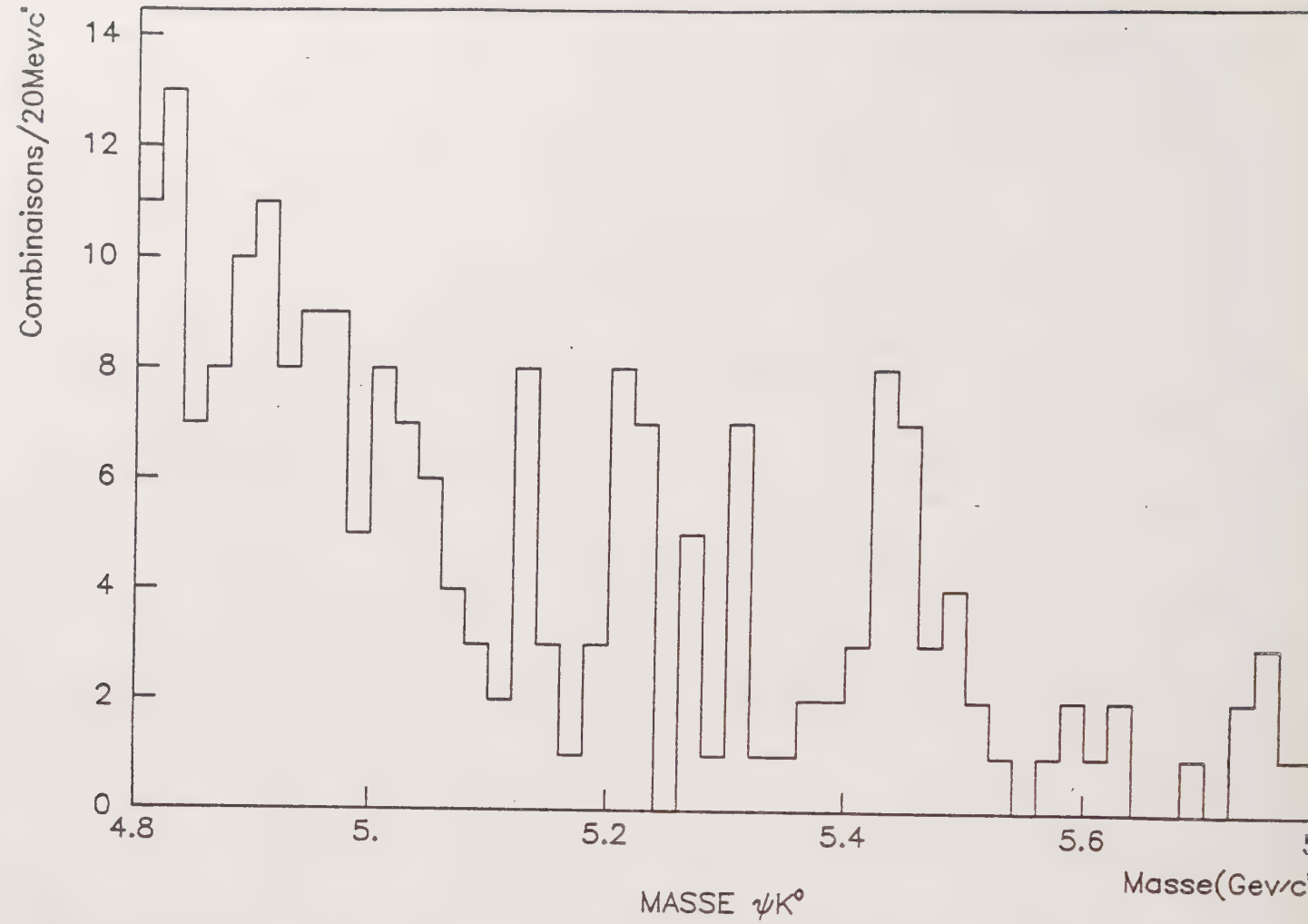
Les chiffres sont donnés dans la table 1 d'après les figures VI 1 à VI 4.

Les résultats (A) sont rapportés à 38024 ψ alors qu'on a vu un chapitre IV que seulement 56 % des ψ observés ne viennent pas du ψ' ou du χ. Seuls ces ψ peuvent contribuer à des spectres B $\rightarrow \psi K$, $\psi K\pi$... C'est pourquoi les résultats (L) sont donnés en fonctions de $\sigma_T(\psi)$ [et non de $\sigma(\psi)$ direct] pour compenser cet effet.

Aucun effet significatif n'est observé à 5,25 GeV/c^2.
A titre indicatif les événements à 5,44 GeV/c^2 en ψK^0 correspondent à $\frac{B\sigma_B}{\sigma_{\psi T}} = 0,56 \pm 0,25\ 10^{-2}$

Table VI.1

Mode	$\varepsilon_B / \varepsilon_{\psi STD}$	x B	$= \varepsilon_T$	A	E	$L = \frac{B\,\sigma_B}{\sigma_{\psi T}}$
ψK^o	0,22	0,34	$75\ 10^{-3}$	2852	4	$0,14\ 10^{-2}$
$\psi K^o \pi^\pm$	0,176	0,34	$60\ 10^{-3}$	2281	65 ± 24	$2,8 \pm 1,1\ 10^{-2}$
$\psi K^{*\pm}$	0,169	0,34 x 0,66	$38\ 10^{-3}$	1441	4 ± 7	$0,28 \pm {}^{0,47}_{0,28}\ 10^{-2}$
$\psi K^o \pi^+ \pi^-$	0,126	0,34	$43\ 10^{-3}$	1635	47	$2,9\ 10^{-2}$
$\psi K^\pm$	0,19		$190\ 10^{-3}$	7225	8 ± 5	$0,11 \pm 0,07\ 10^{-2}$
$\psi K^\pm \pi^\mp \pi^+$	0,152		$152\ 10^{-3}$	5780	26	$0,45\ 10^{-3}$
$\psi K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	0,146	0,66	$96\ 10^{-3}$	3662	7	$0,19\ 10^{-3}$
$\psi K^\pm \pi^\mp \pi^\pm$	0,109		$109\ 10^{-3}$	4145	81	$1,9\ 10^{-3}$


Combinaisons/20Mev/c²
14
12
10
8
6
4
2
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
MASSE ψK°
Masse(Gev/c²)

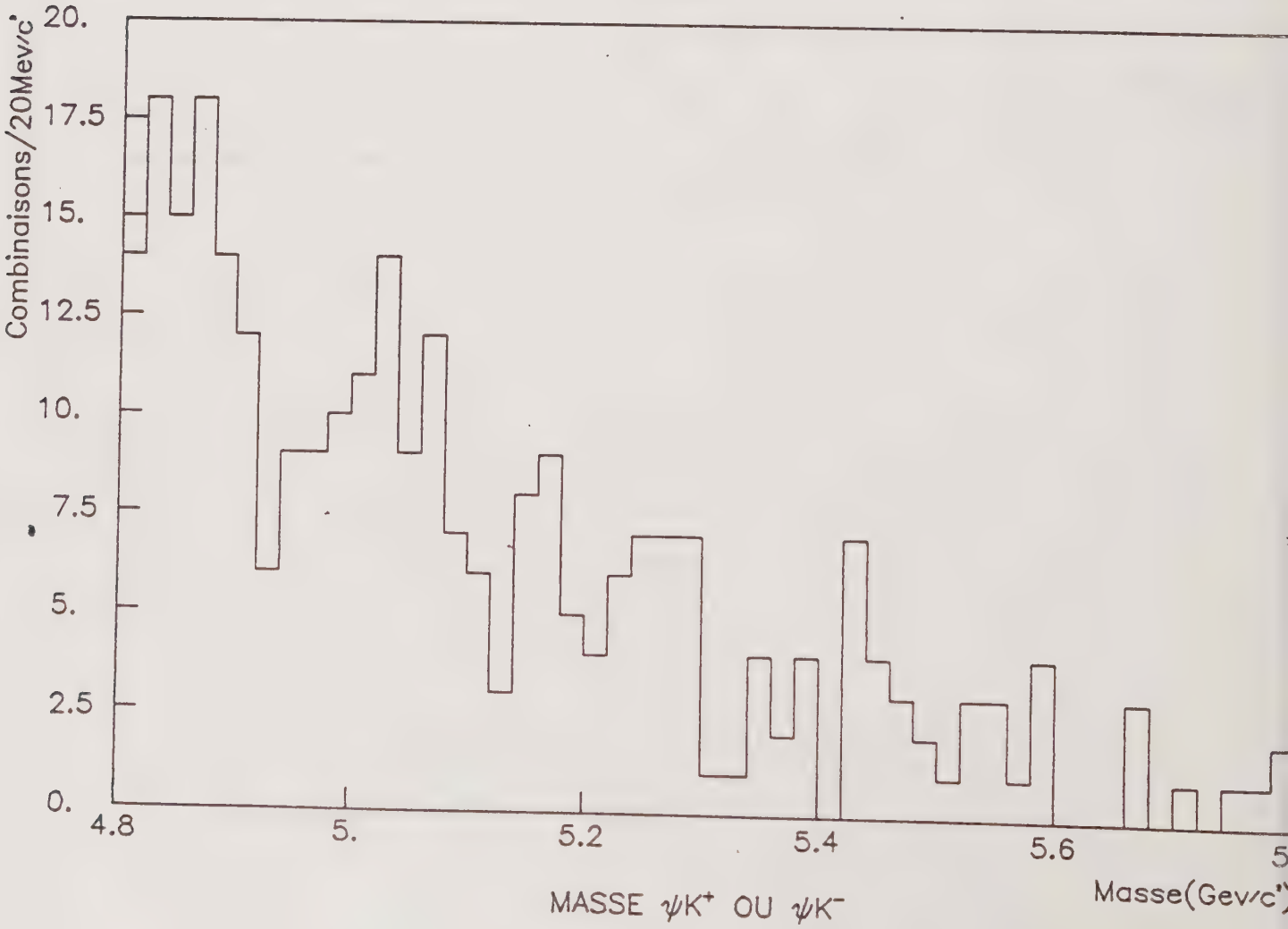
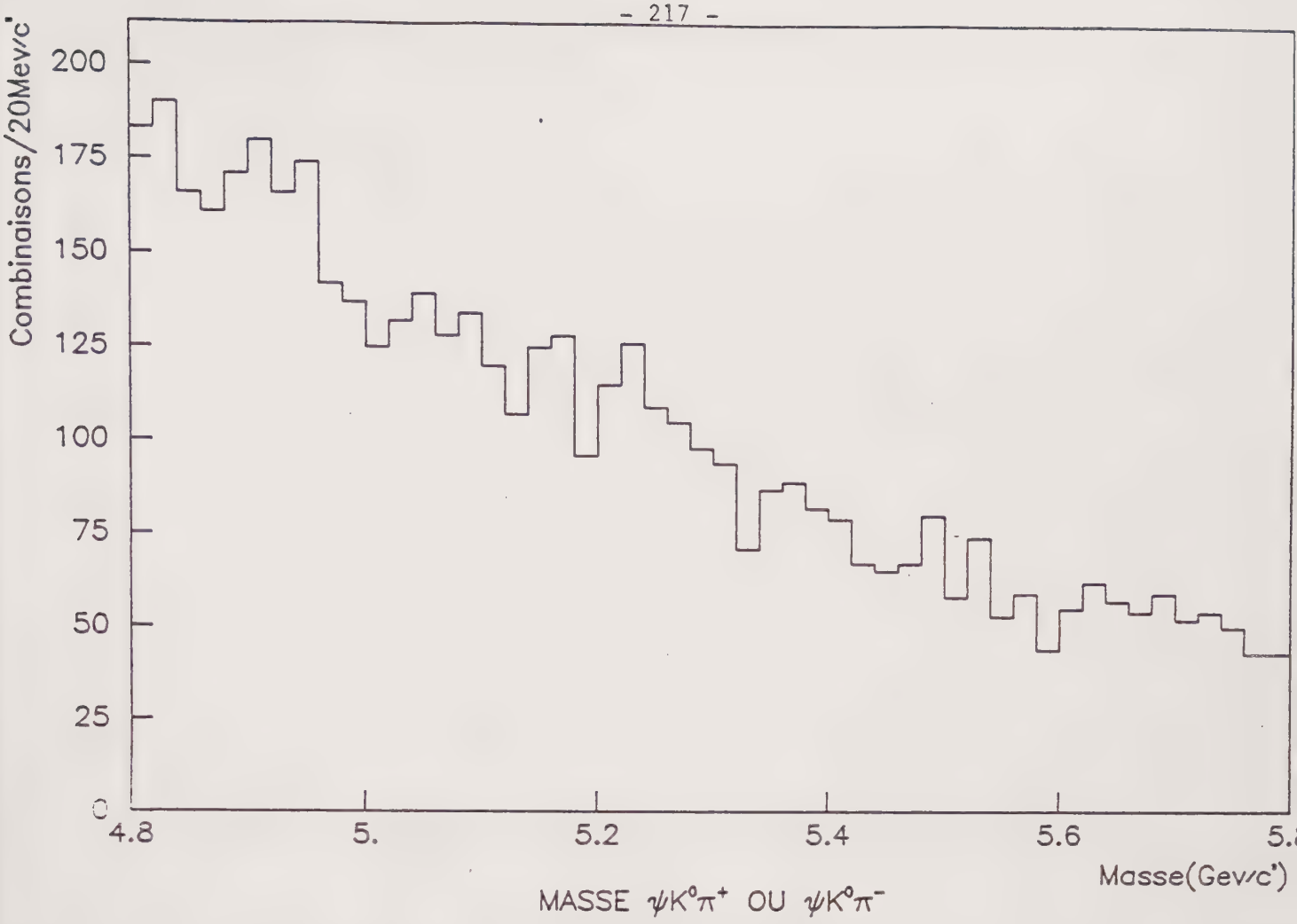

Combinaisons/20Mev/c²
20.
17.5
15.
12.5
10.
7.5
5.
2.5
0.
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
MASSE ψK⁺ OU ψK⁻
Masse(Gev/c²)

Fig. VI 1


Combinaisons/20Mev/c²
200
175
150
125
100
75
50
25
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
Masse(Gev/c²)
MASSE ψK°π⁺ OU ψK°π⁻

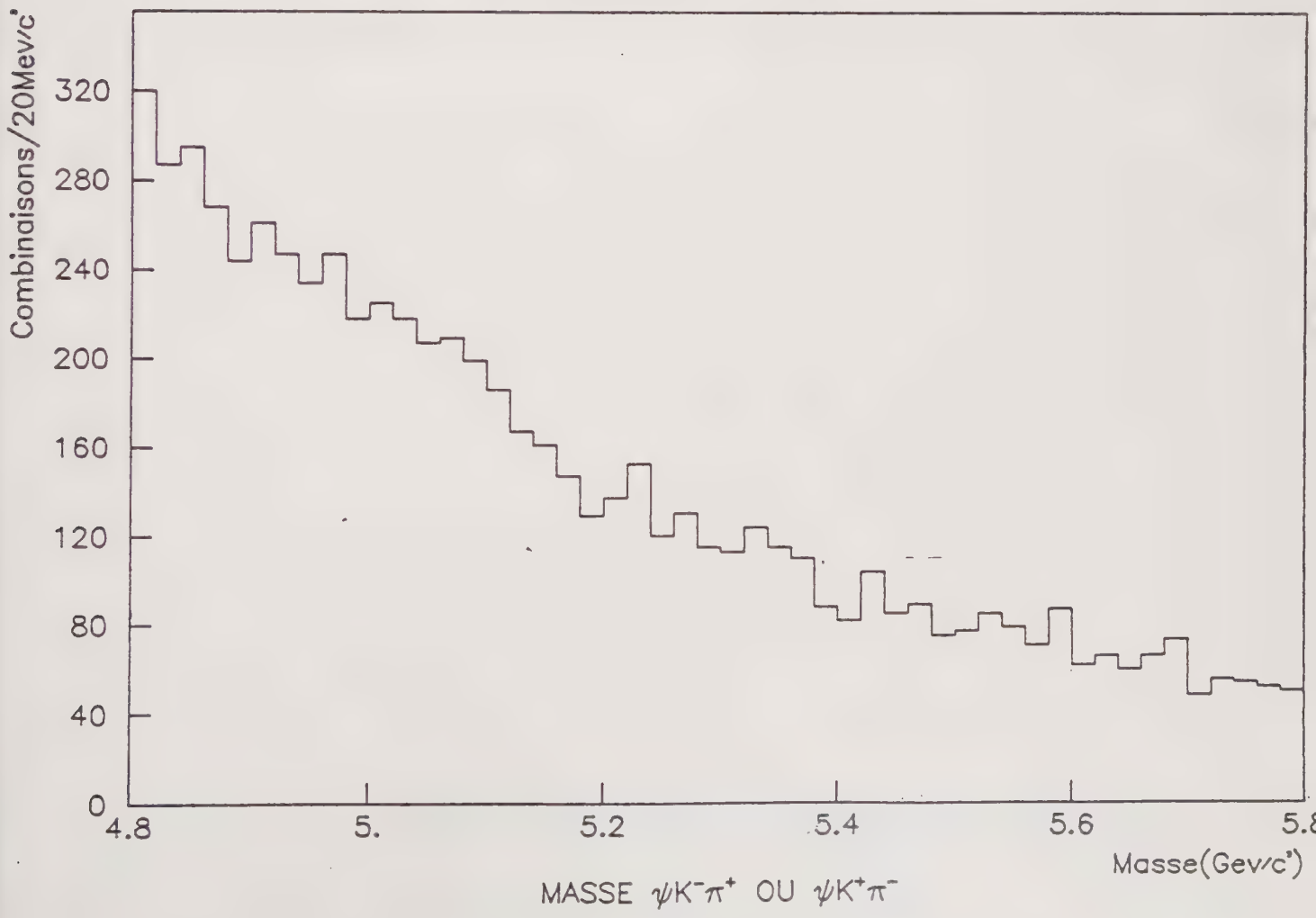
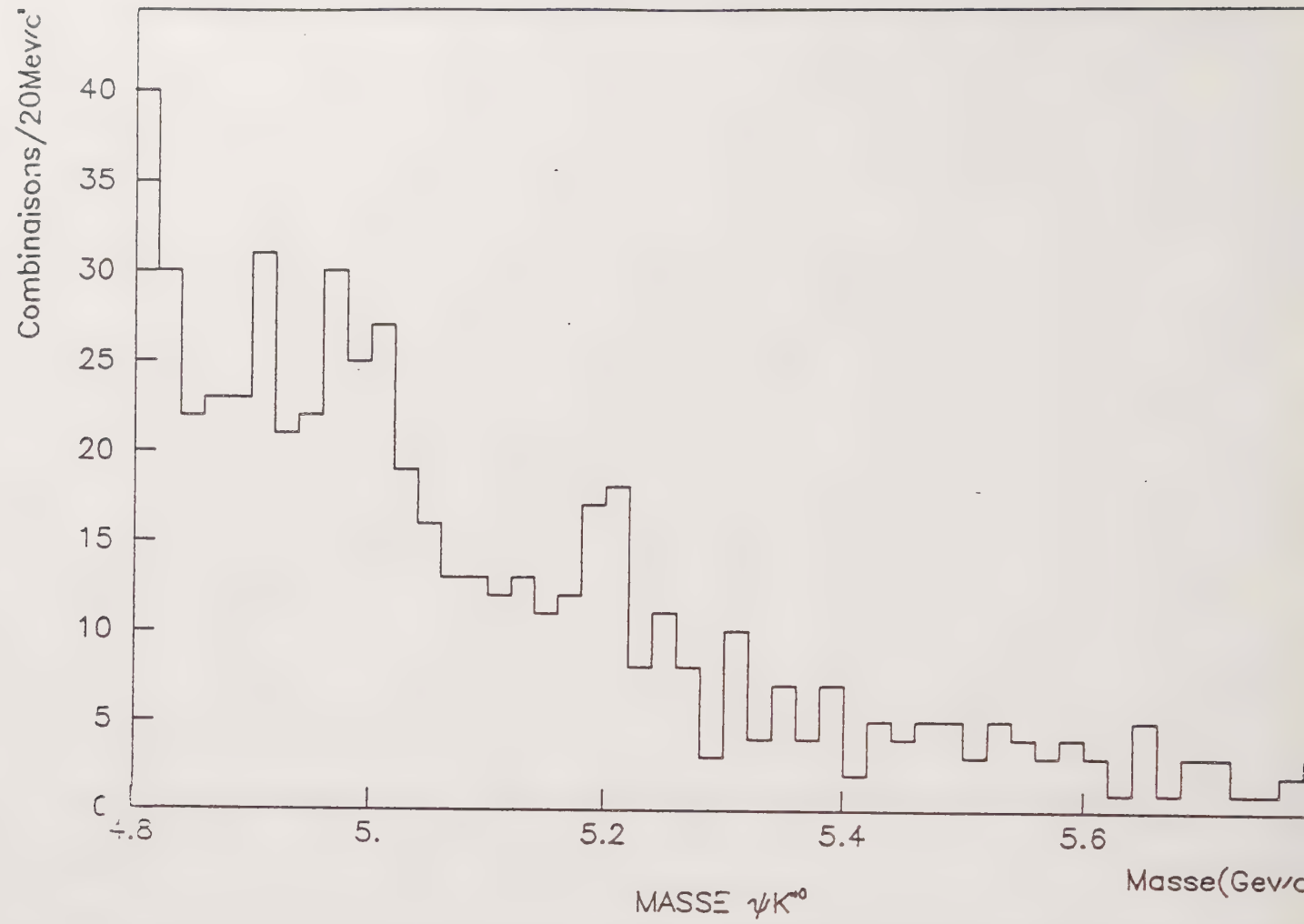

Combinaisons/20Mev/c²
320
280
240
200
160
120
80
40
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
Masse(Gev/c²)
MASSE ψK⁻π⁺ OU ψK⁺π⁻

Fig. VI 2


Combinaisons/20Mev/c²
40
35
30
25
20
15
10
5
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
MASSE ψK*⁰
Masse(Gev/c

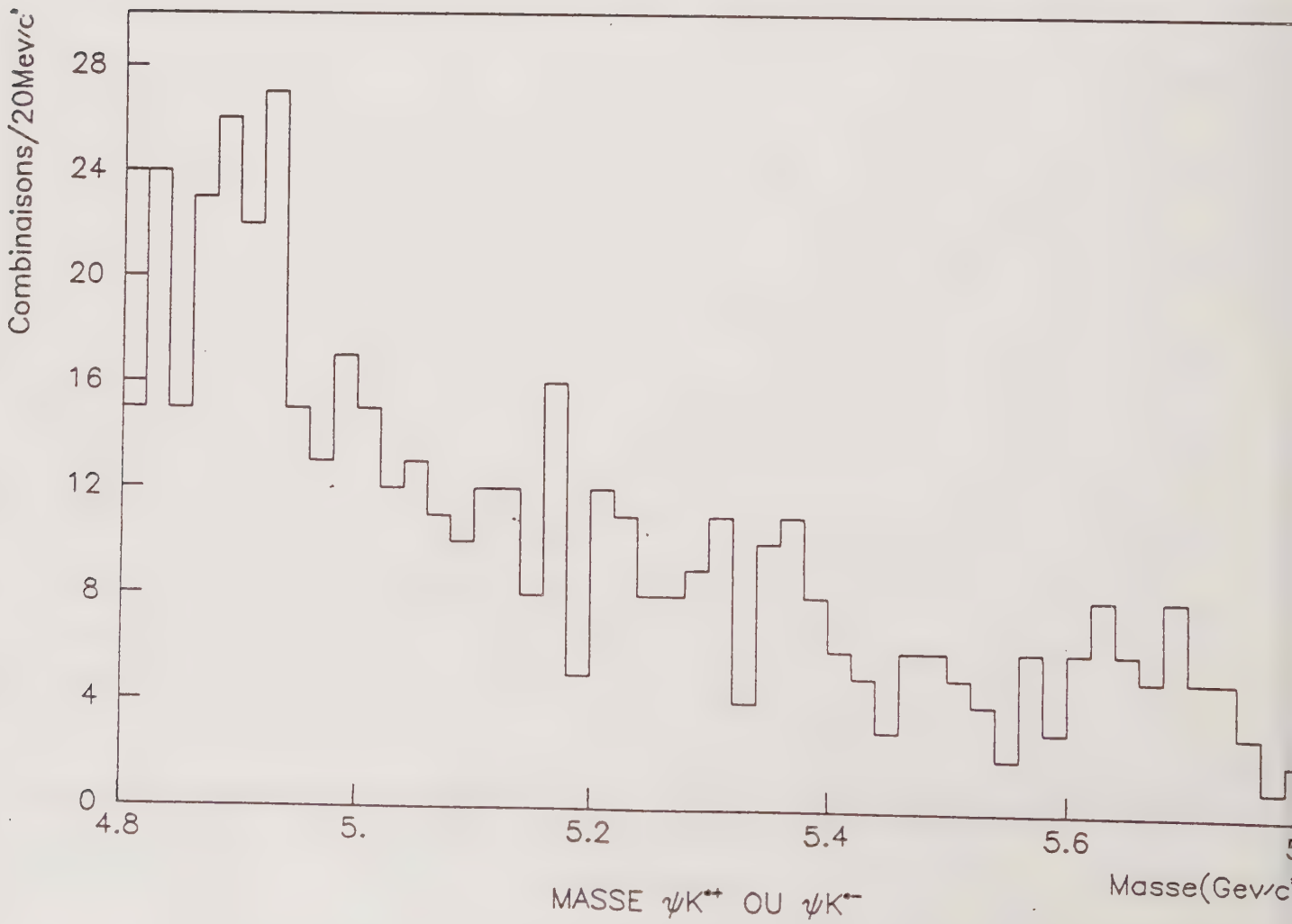
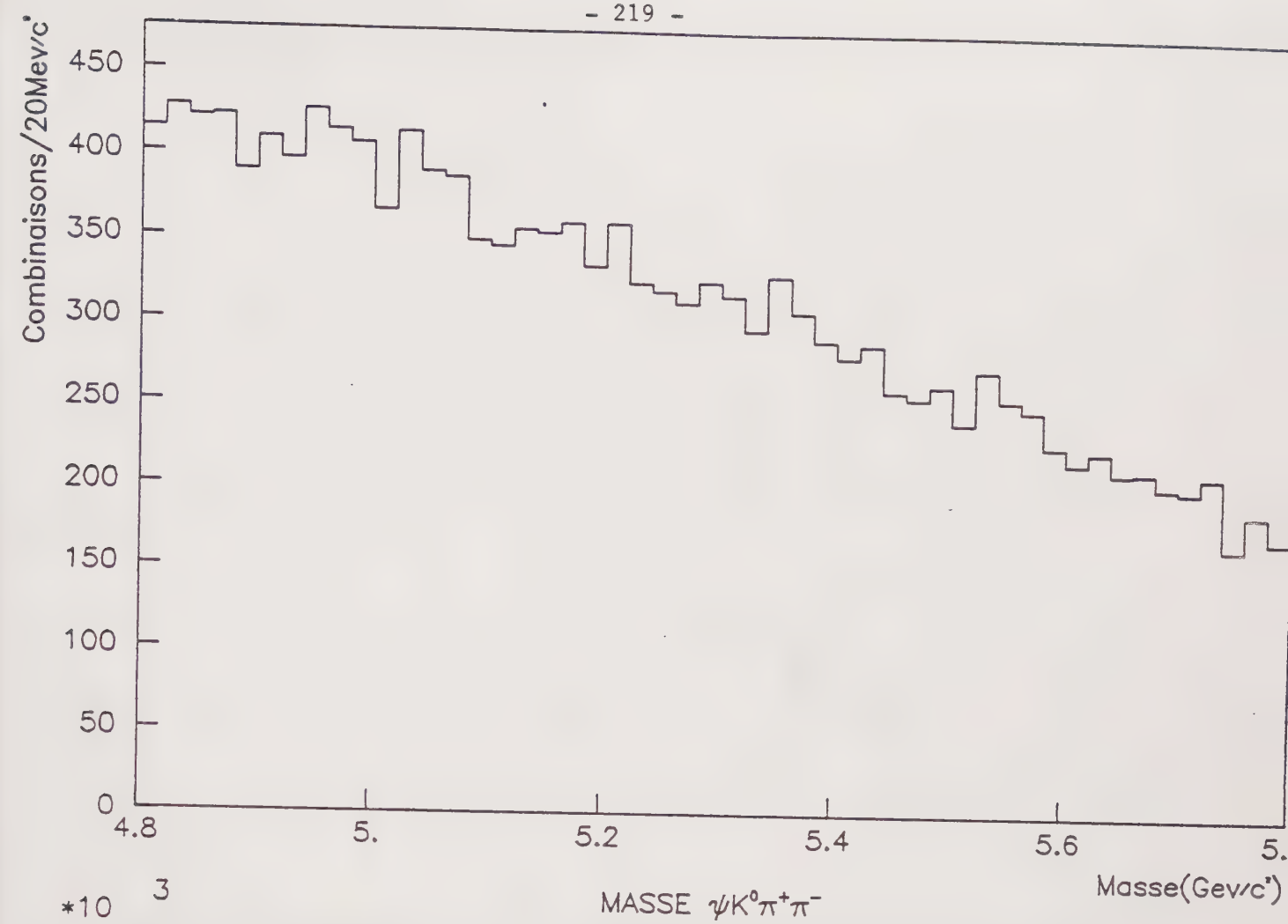

Combinaisons/20Mev/c²
28
24
20
16
12
8
4
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
MASSE ψK⁺⁺ OU ψK⁻⁻
Masse(Gev/c

Fig. VI 3


Combinaisons/20Mev/c²
450
400
350
300
250
200
150
100
50
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
5.
Masse(Gev/c²)
MASSE ψK°π⁺π⁻

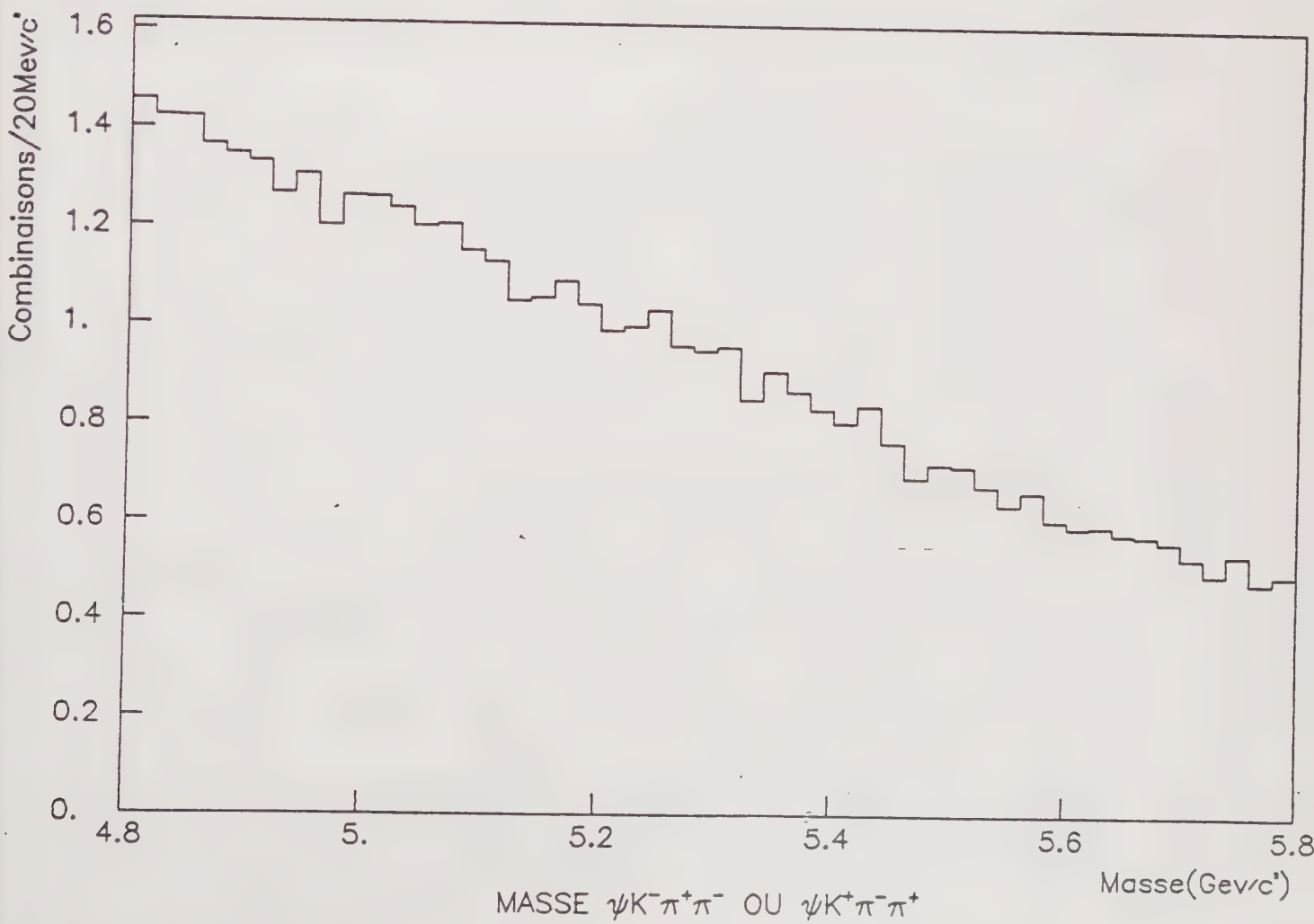
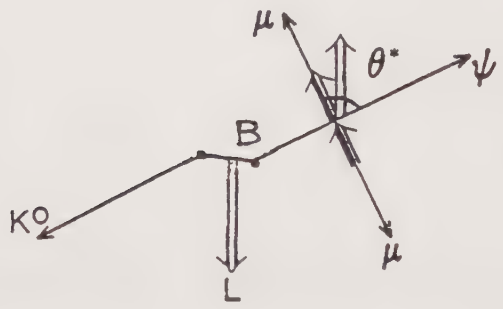

*10 3
Combinaisons/20Mev/c²
1.6
1.4
1.2
1.
0.8
0.6
0.4
0.2
0.
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
5.8
Masse(Gev/c²)
MASSE ψK⁻π⁺π⁻ OU ψK⁺π⁻π⁺

Fig. VI 4

La désintégration $B \rightarrow K\psi$ ($\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) permet une coupure intéressante :

Le B et le K ayant un spin 0 et le ψ un spin 1, la conservation de moment angulaire (le ψK doit donc être dans un état L = 1) impose que le spin du ψ est perpendiculaire à sa ligne de vol. Les μ (de spin 1/2) de sa désintégration étant relativistes, ils seront polarisés suivant leur ligne de vol et ne pourront pas aller suivant la ligne de vol du ψ ($\theta^* = 0$).

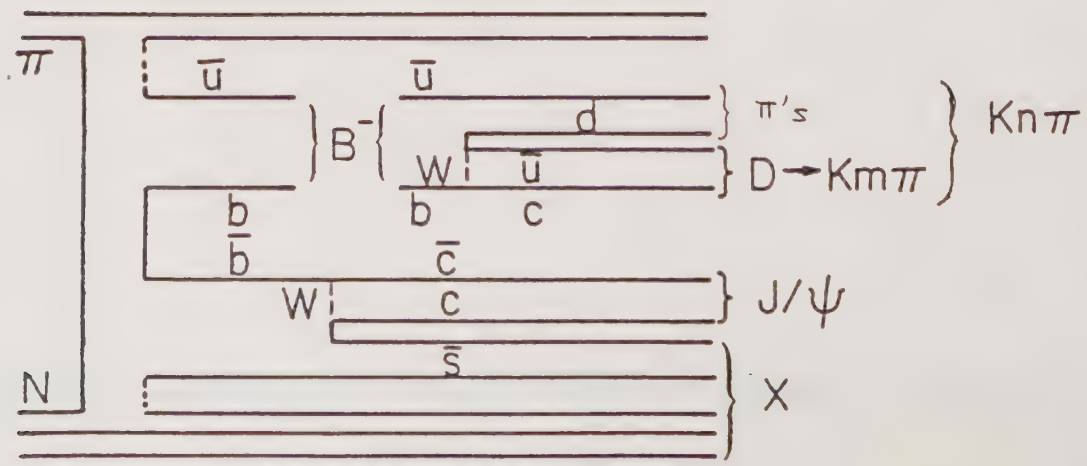


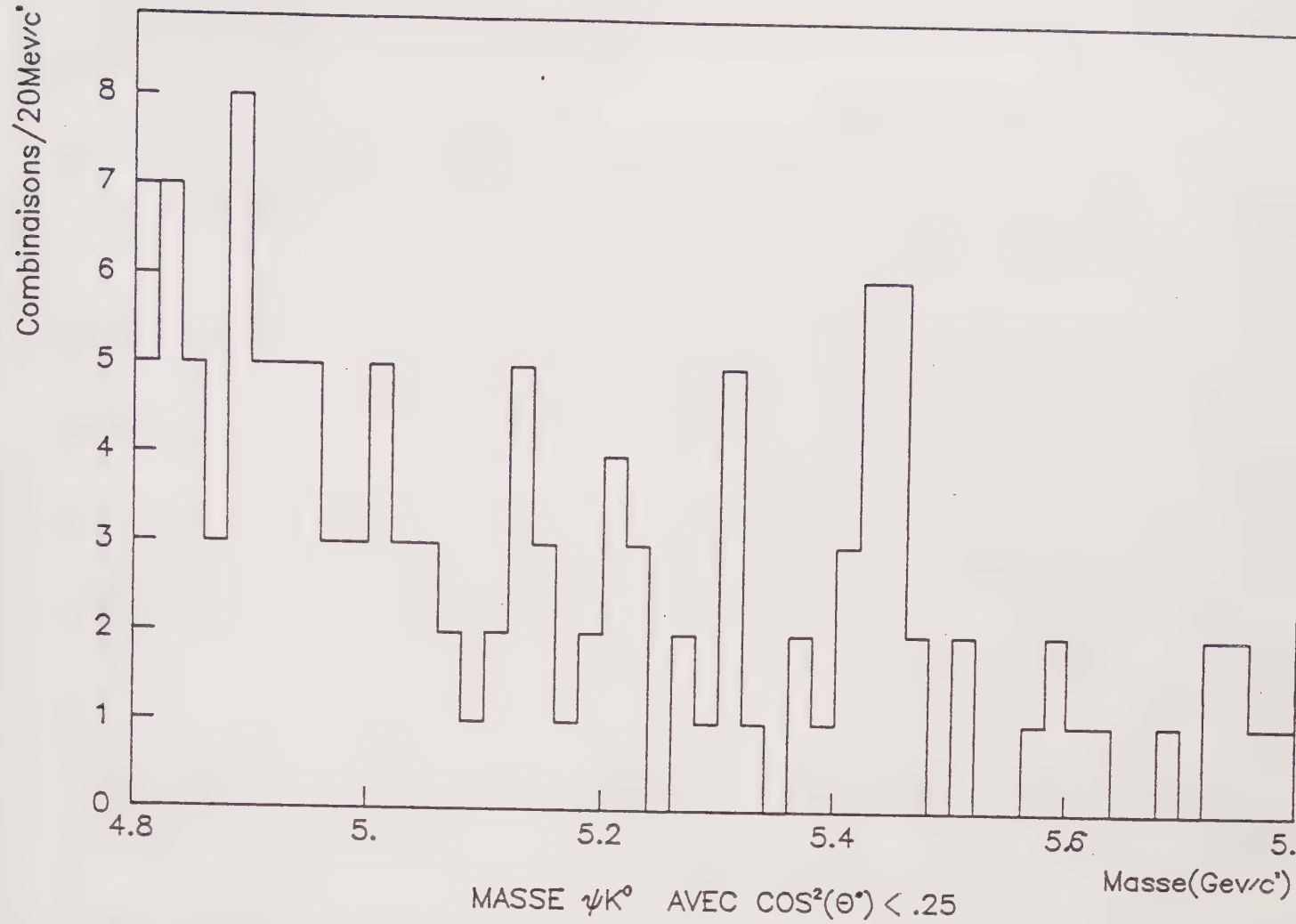
θ^* angle entre μ et B dans le centre de masse du ψ

On attend une distribution $\frac{dN}{d\cos\theta^*} \alpha \sin^2\theta^*$ d'après les calculs de P. Minkowski.

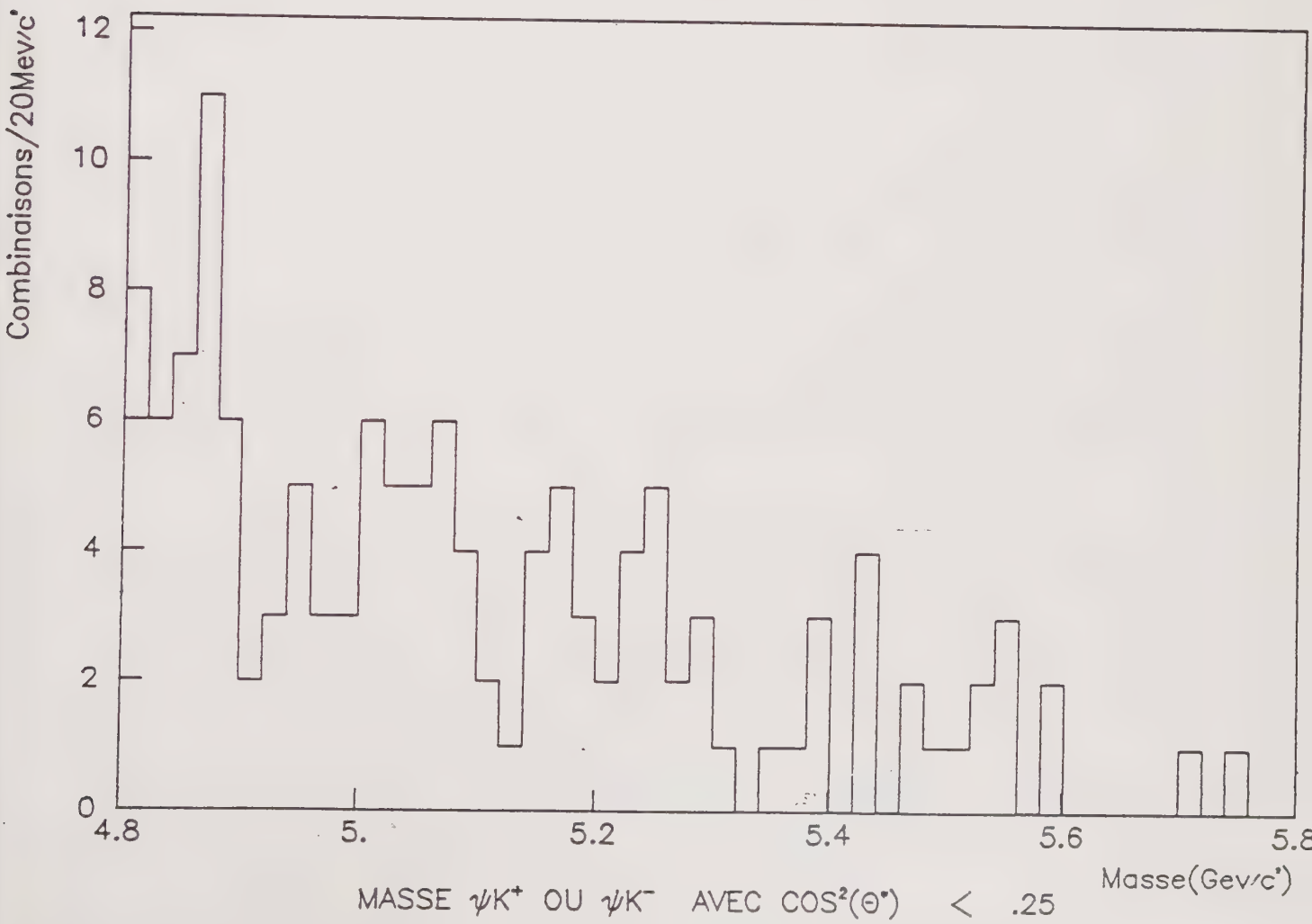
Une coupure sur $\cos\theta^*$ renforcerait donc le signal ; un exemple est donné figure VI 5 ($\cos\theta^* < 0,5$: on perd 30 % du signal éventuel et 50 % du fond).

Une recherche de production associée ψB a été tentée (fig. VI 6) où le ψ viendrait d'un autre méson (ou baryon) B :





MASSE ψK° AVEC $COS^2(\Theta^*) < .25$



MASSE ψK^{+} OU ψK^{-} AVEC $COS^2(\Theta^*) < .25$

Fig. VI 5

On cherche à voir le B dans ses modes préférés $D\pi, D\pi\pi$... Pour cela, on regarde toutes les désintégrations possibles $D \rightarrow K\pi$, $K\pi\pi$, $K\pi\pi\pi$.

On arrive donc à un état final $Kn\pi$ dont un sous ensemble $Km\pi$ doit avoir la masse du D.

On se limite à $n \leqslant 5$.

Aucun signal significatif n'apparait. Les rapports de branchement attendus dans ces modes (sans π^0) sommés sont très faibles : $\simeq$ 0,5 % avec le modèle de Lund. Ils ne permettent pas d'obtenir une limite intéressante.

De même aucune limite ne peut être donnée à partir des désintégrations semi-leptoniques de ce B associé ($B \rightarrow \mu X$) car le fond pour les μ associés au ψ est trop important (désintégrations de π, K...).

Expérimentalement parmi les modes $B \rightarrow \psi K$ et $B \rightarrow \psi K\pi$ observables, on peut remarquer que :

1) Les calculs (Ali, Wetzel) semblent favoriser les mode $\psi K\pi$ (eventuellement ψK^*) par rapport à ψK.

2) L'émission d'un gluon dans les diagrammes d'échange (d'après Leveille) pourrait augmenter la largeur totale du B^0, donc diminuer le rapport de branchement $B^0 \rightarrow \psi Kn\pi$; les B+ et B- seraient alors plus favorables : $\psi K^{\pm}$, $\psi K^0\pi^{\pm}$ sont favorisés.

3) Compte tenu de l'énergie disponible dans le centre de masse pour la production ($\sqrt{s} \simeq 19$ GeV/c^2) et de l'énergie importante nécessaire pour faire une paire $B\text{-}\bar{B}$ (5,25 + 5,25 $\simeq$ 10,5 GeV/c^2), on peut penser que la production baryon anti-méson ($bqq\text{-}\bar{b}q$) pourrait être importante par rapport à la production méson anti-méson ($b\bar{q}\text{-}\bar{b}q$). C'était le cas pour les particules étranges à basse énergie ($\Lambda^0K^+ > K^-K^+$). De plus ici la différence de masse prévue entre mésons et baryons est

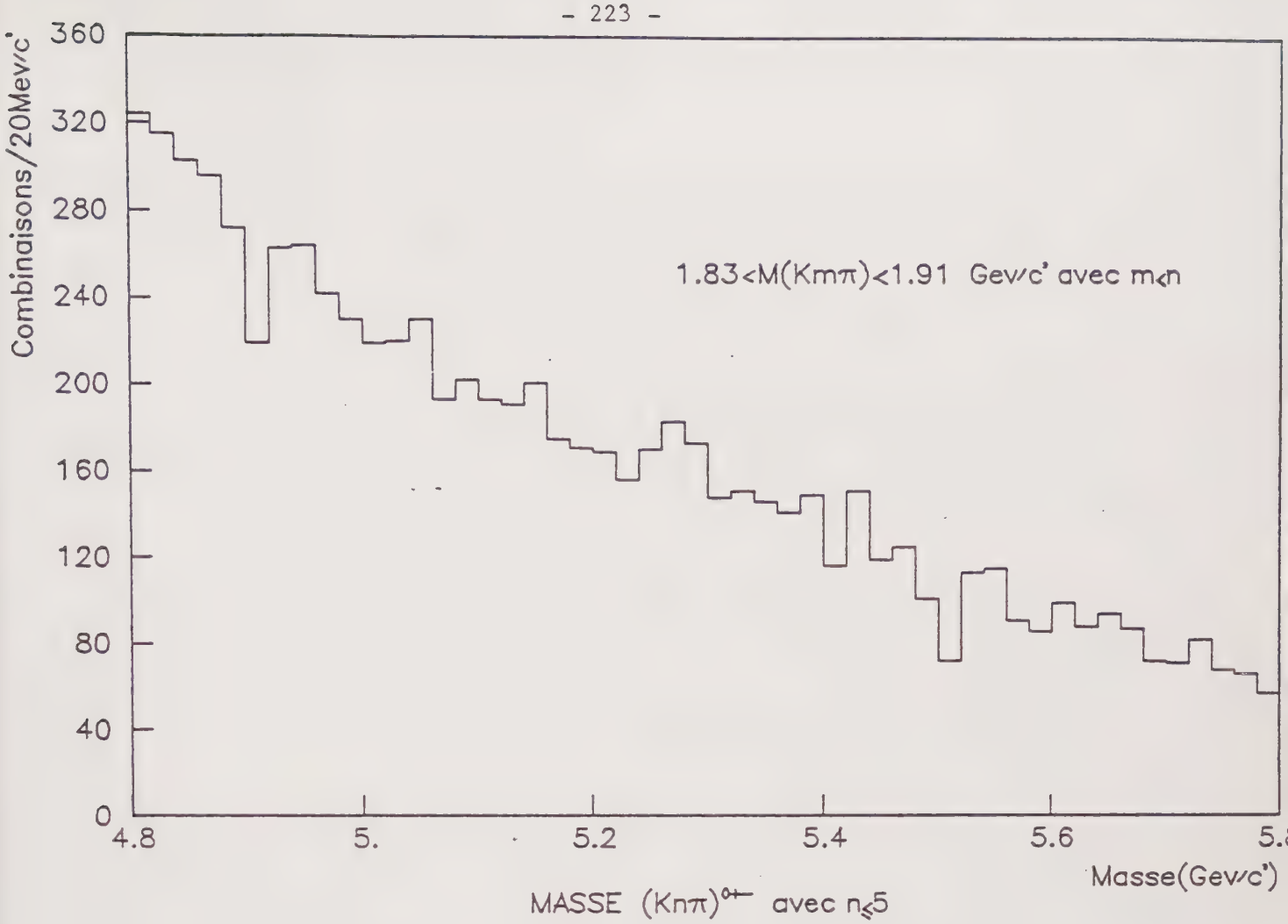

Combinaisons/20Mev/c²
360
320
280
240
200
160
120
80
40
0
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
1.83<M(Kmπ)<1.91 Gev/c² avec m<n
Masse(Gev/c²)
MASSE (Knπ)⁰⁺ avec n≤5

Fig. VI 6

faible (baryons $\simeq$ 5,6 GeV/c^2, mésons $\simeq$ 5,25 GeV/c^2, réf. 131). On attend alors plus d'anti-mésons ($\bar{b}u$ ou $\bar{b}d$) que de mésons :

$$\psi K^+ \ , \ \psi K^\circ \pi^+ \ , \qquad \psi K^+ \pi^- \quad \text{sont favorisés}$$

4) Expérimentalement, on attend plus de fond dans les modes contenant un K^+ à cause de la contamination due aux protons (cf. chap. III § 4)

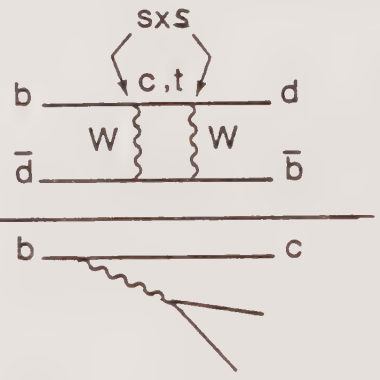
Ce serait donc le mode $B \rightarrow \psi K^\circ \pi^+$ qui serait le plus favorable. On a séparé les 2 modes $\psi K^\circ \pi$ sur la figure VI 7.

VI - <u>Autres mésons contenant le quark b</u>

1) <u>beauté étrange</u> : $B^\circ_s = (b\bar{s})$

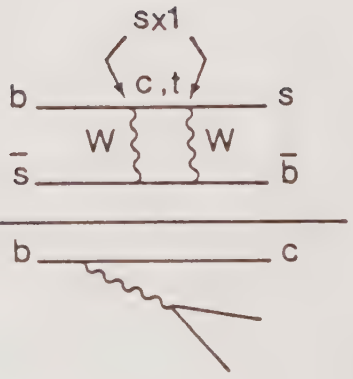
Ce méson étrange serait très intéressant à observer car on attend un fort mélange $B^\circ_s - \bar{B}^\circ_s$:
en effet pour le B°_d $(b\bar{d})$ on avait :

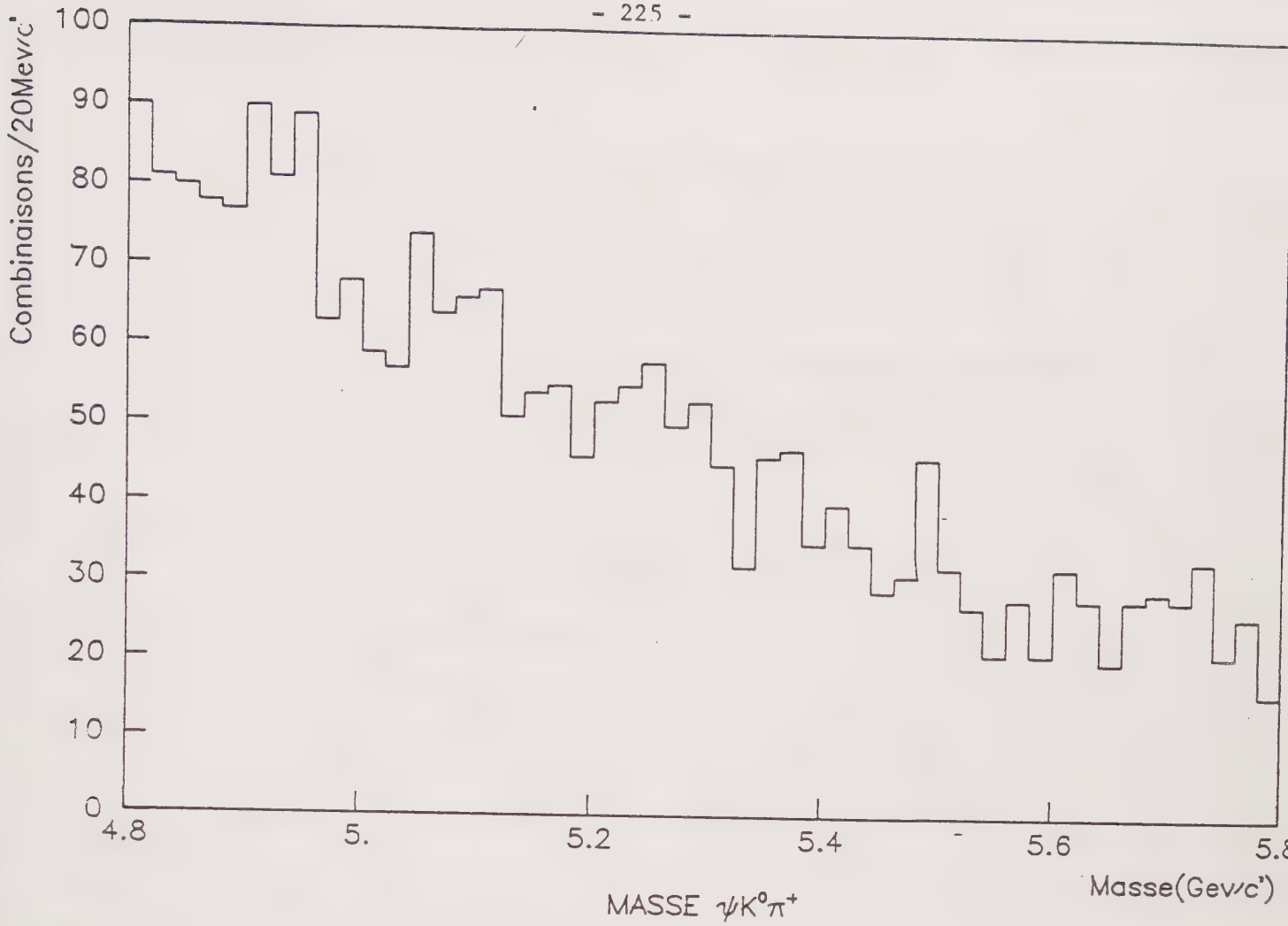
$$\frac{\Delta m}{\Gamma} = \quad < 1$$



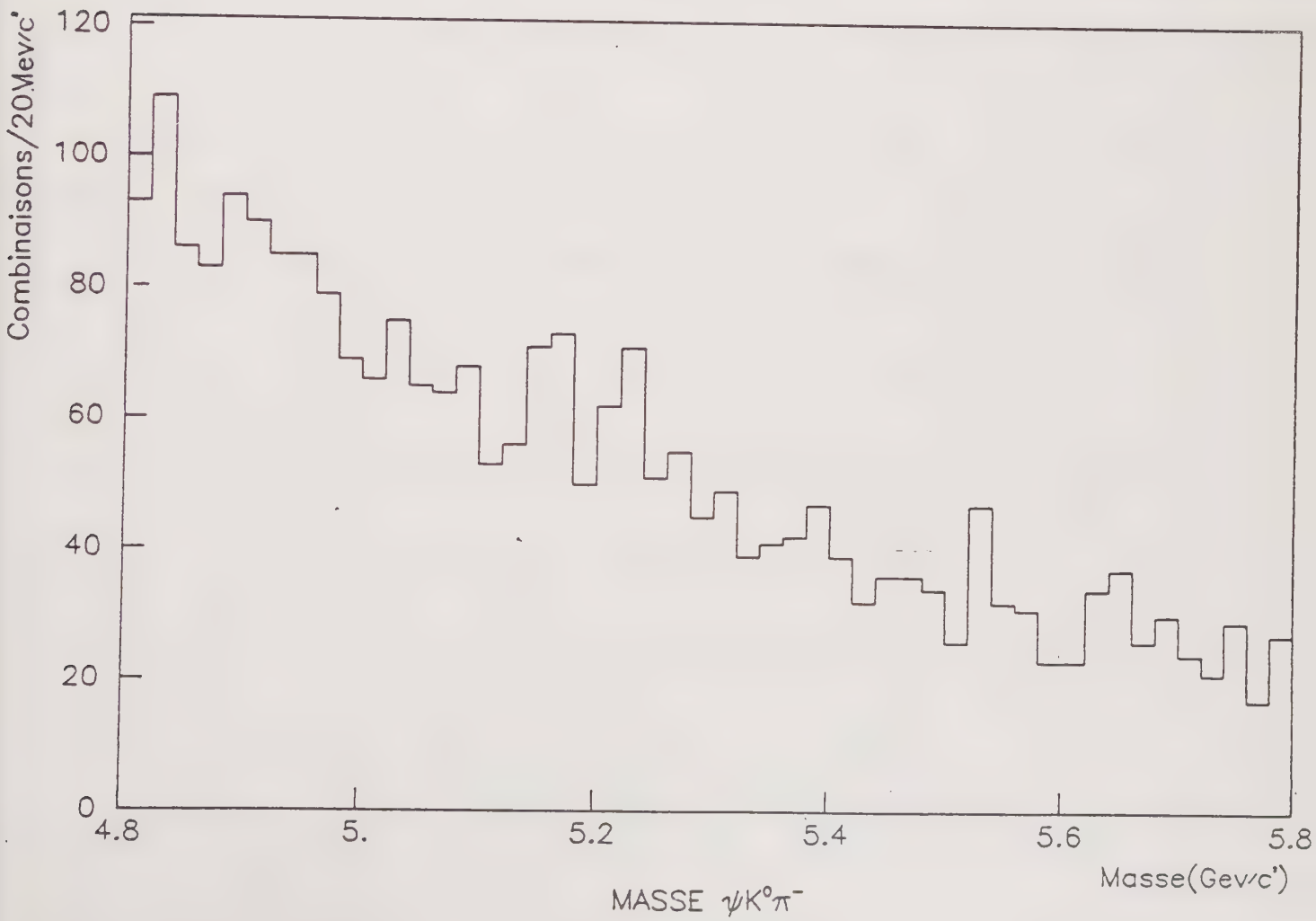
Pour le B°_s, on a :

$$\frac{\Delta m}{\Gamma} = \quad \gtrsim 1$$





MASSE $\psi K^{\circ}\pi^{+}$



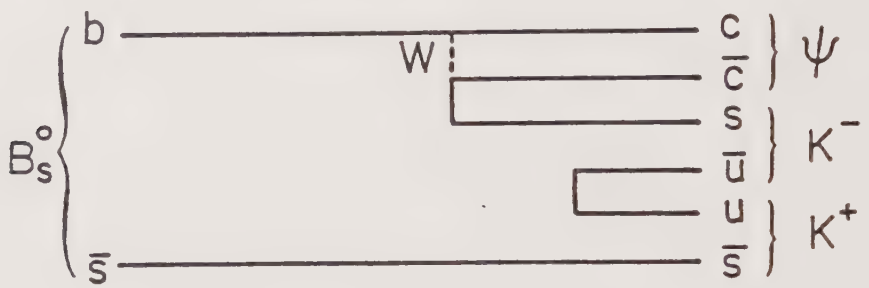
MASSE $\psi K^{\circ}\pi^{-}$

La largeur totale attendue est, d'après Leveille, (réf.94):

$$\Gamma = (3{,}07 + 10^{-3} + 0{,}68)\ \Gamma_0 |U_{bc}|^2 \simeq 3{,}75\ \Gamma_0 |U_{bc}|^2$$

spectateur Annihilation gluon

Les modes principaux de désintégration contiennent des F ou F*.
Mais nous pouvons essayer de voir ψK^+K^- ou $\psi\varphi$:



Le mode $\psi\varphi$ a été calculé par Ali et al., (réf. 128) qui obtient :

$$\Gamma_{\psi\varphi} = 0{,}027 \times 34{,}56\ \Gamma_2 \times (100\ C^2)$$

Soit B ($b\bar{s} \rightarrow \psi\varphi$) $\simeq 4{,}7\ c^2\%$ avec les hypothèses précédentes
La figure VI 8 montre les spectres ψK^+K^- et $\psi\varphi$.

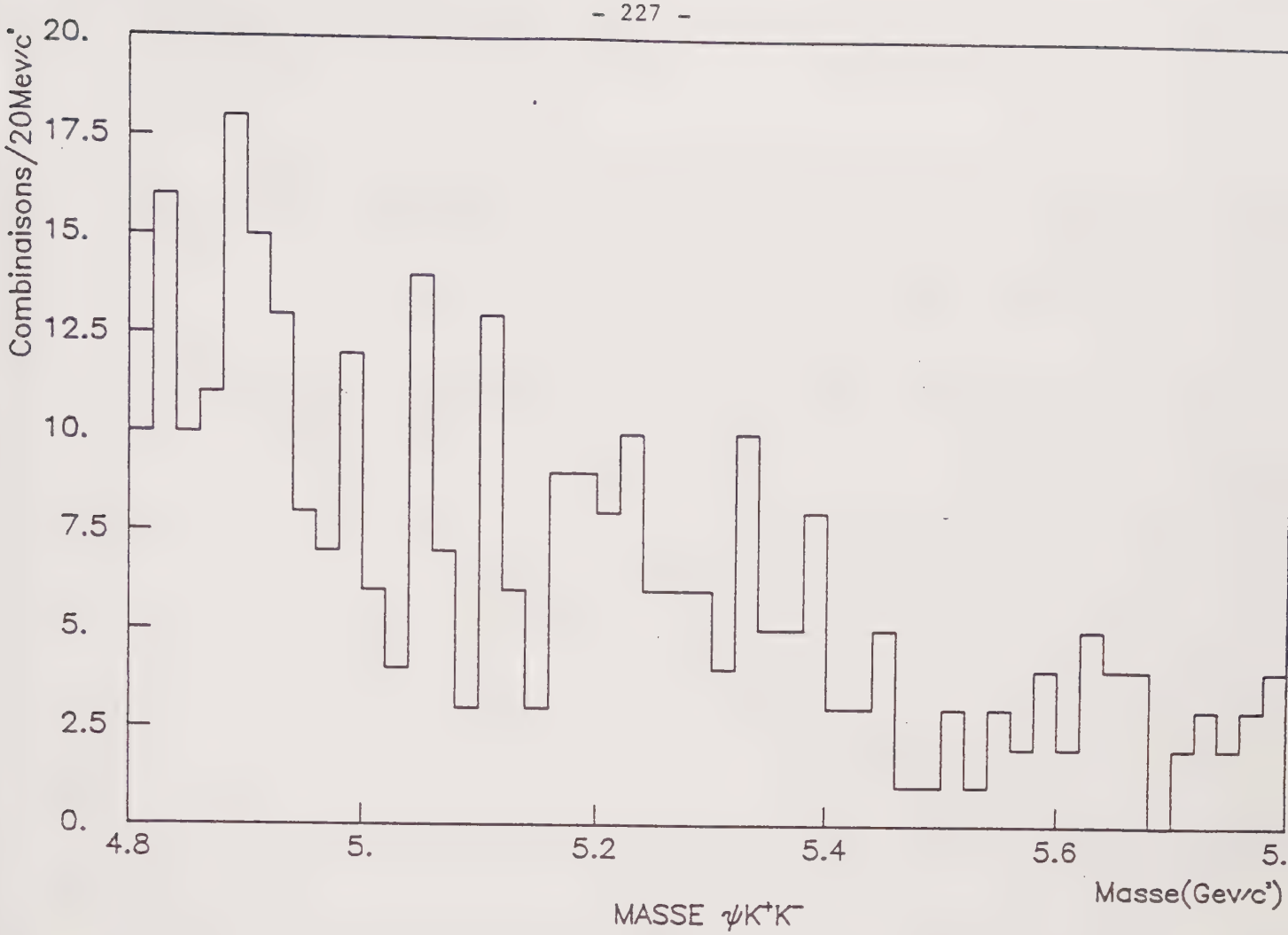
Sur ce dernier spectre, un événement correspond à

$$\frac{B\ \sigma(B_s)}{\sigma_{\psi T}} = 0{,}06\ 10^{-2}$$

Pour le spectre ψK^+K^- à 5,4 GeV/c^2, on obtient une limite

$$\frac{B(B \dashrightarrow \psi K^+K^-)\sigma_B}{\sigma_{\Upsilon T}} < 0{,}08\ 10^{-2}$$

Un autre mode de désintégration possible est :


Combinaisons/20Mev/c²
20.
17.5
15.
12.5
10.
7.5
5.
2.5
0.
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
5.
Masse(Gev/c²)
MASSE ψK⁺K⁻

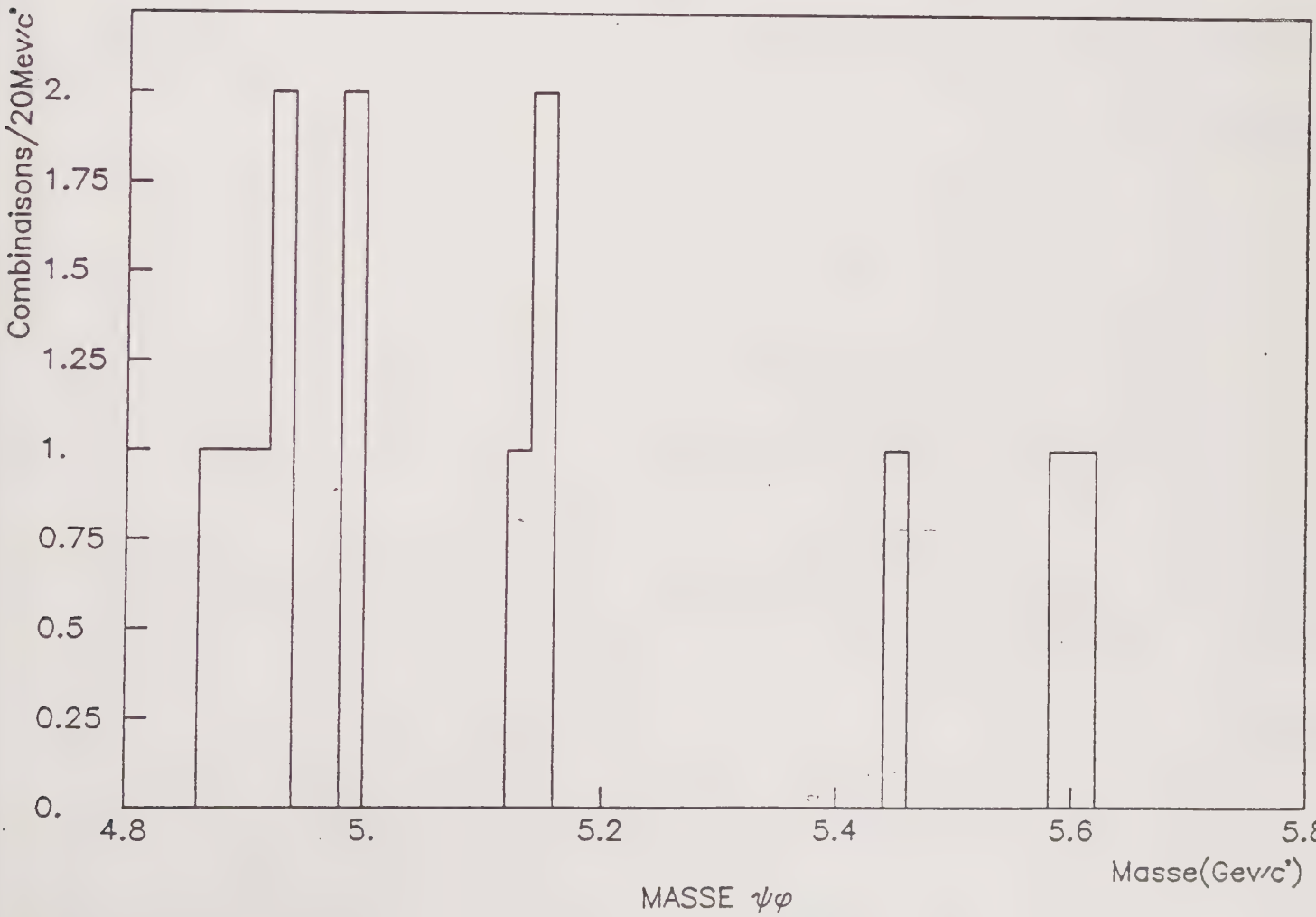

Combinaisons/20Mev/c²
2.
1.75
1.5
1.25
1.
0.75
0.5
0.25
0.
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
5.
Masse(Gev/c²)
MASSE ψφ

Fig. VI 8

Ce diagramme est très intéressant car il donne un état final charmé qu'il est impossible d'obtenir avec un quark spectateur ; il permettrait donc de définir de façon non ambigue l'importance de ce type de diagramme .

L'état $c\bar{c}$ final à 5,4 GeV/c^2 donnera surtout des paires $D\bar{D}$... mais nous pouvons espérer le voir aussi en $\psi\pi+\pi-$ (fig.VI 9).

Nous obtenons une limite

$$\frac{\sigma\, Br(B^{\circ}_{s} \longrightarrow \psi\pi+\pi-)}{\sigma_{\psi}} < 0,3\ 10^{-2} \text{ à } 5,4\ \text{GeV/c}^2$$

2) <u>beauté charmée</u> B_c ($b\bar{c}$)

Ce méson charmé est intéressant pour nous car ses modes de désintégration principaux donnent un état final $c\bar{c}$: et il n'y a pas de problème de suppression de couleur pour faire un charmonium.

La largeur totale attendue est (Leveille, réf. 94) :

$$\Gamma = (3,07 + 2,04 + 0,6)\ \Gamma_0 |U_{bc}| \simeq 5,17\ \Gamma_0 |U_{bc}|^2$$

(3,07 : spectateur ; 2,04 : annihilation ; 0,6 : gluon)

Mais les modes en 2 corps ne sont pas très favorables (Ali, réf. 128) : pour une largeur totale en 2 corps de 125,35 Γ_2, $\psi F-(7,3\ \Gamma_2)$, $\psi F*-(49,3\ \Gamma_2)$, $\psi\rho-(9,03\ \Gamma_2)$, ne sont pas visibles dans notre appareillage (pas de détection de π°).

Seul $\psi\pi-$ (3,79 Γ_2) serait visible mais le rapport de branchement attendu est faible : B $\simeq$ 0,2 % avec les hypothèses précédentes.

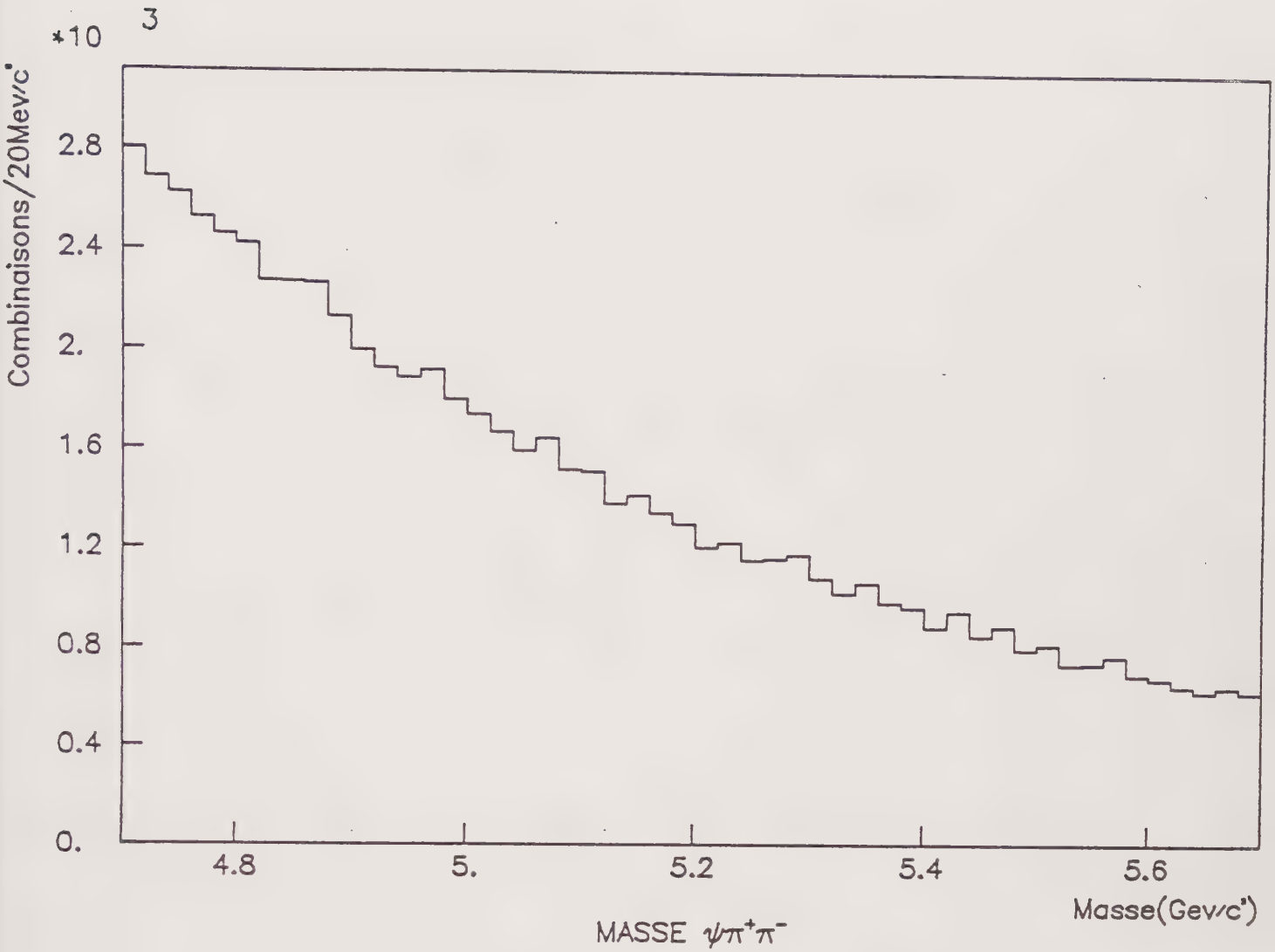
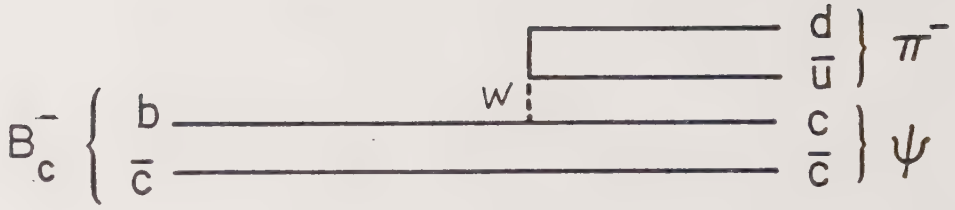
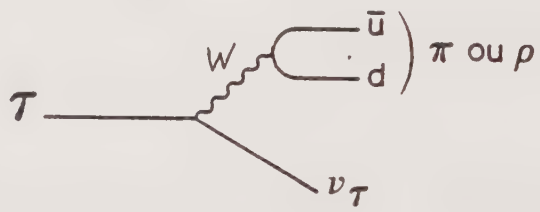

*10 3
Combinaisons/20Mev/c²
2.8
2.4
2.
1.6
1.2
0.8
0.4
0.
4.8
5.
5.2
5.4
5.6
Masse(Gev/c²)
MASSE ψπ⁺π⁻

Fig. VI 9



La suppression de $W \rightarrow \pi$ par rapport à $W \rightarrow \rho$ a été observée expérimentalement pour un diagramme analogue dans la désintégration hadronique du lepton τ :



Notre spectre $\psi\pi$ ne fait pas apparaitre de signal significatif vers 6,45 GeV/c^2 (fig. VI 10) et donne une limite:

$$\frac{B(B \rightarrow \Upsilon \pi)\,\sigma_B}{\sigma_{\Upsilon\tau}} < 0{,}03\ 10^{-2}$$

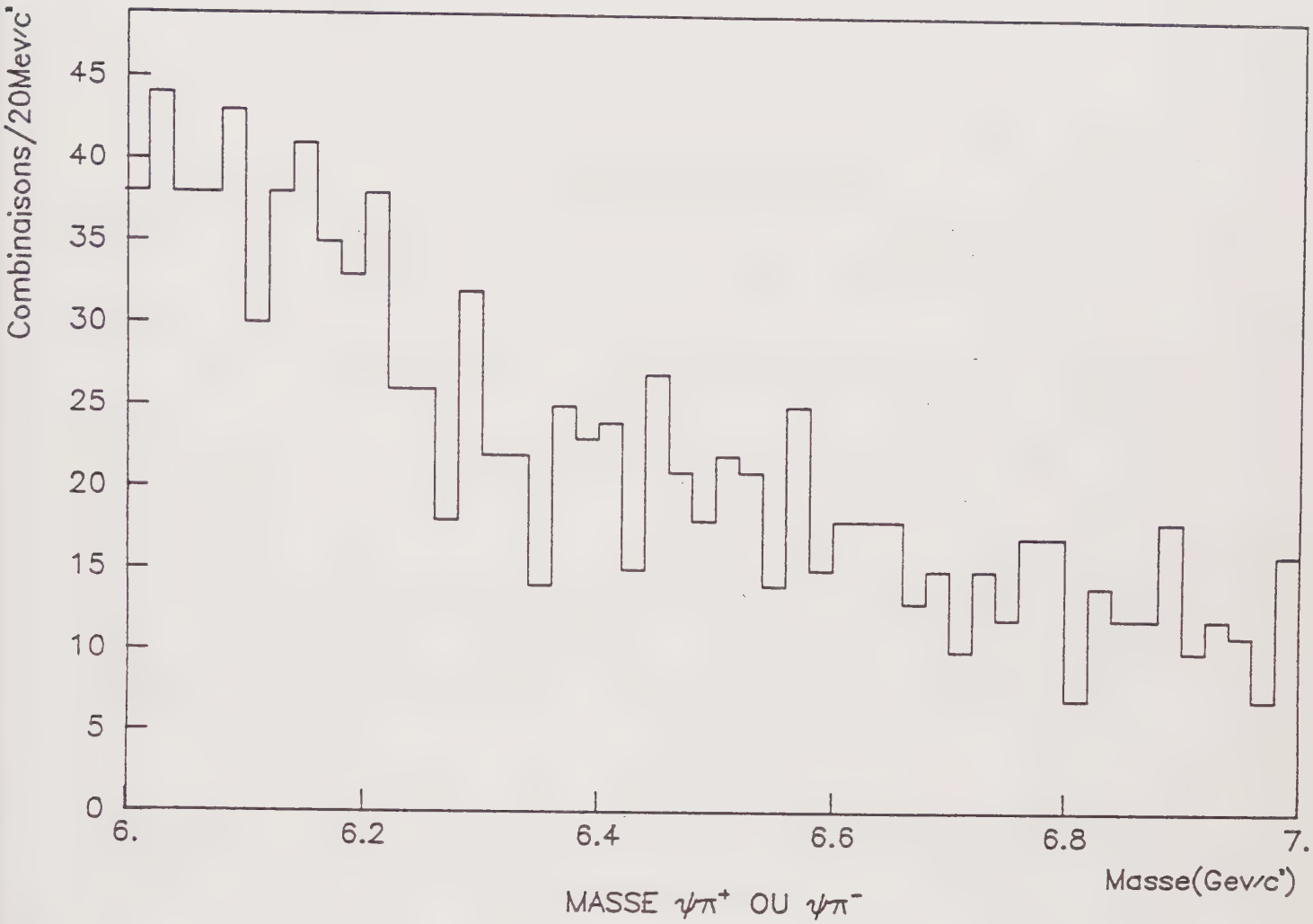

Combinaisons/20Mev/c²
45
40
35
30
25
20
15
10
5
0
6.
6.2
6.4
6.6
6.8
7.
Masse(Gev/c²)
MASSE ψπ⁺ OU ψπ⁻

Fig. VI 10

CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons donc vu q'une désintégration B -> ψX était possible et que son observation ne pourrait pas être perturbée par un temps de vie trop long pour le B. Le calcul théorique du rapport de branchement en $\psi K, \psi K\pi$... dépend essentiellement du facteur de couleur déjà vu pour le D.

Notre statistique actuelle a montré que le premier signal que nous avions observé n'était qu'une fluctuation statistique. Les limites que nous obtenons pour la production du B dépendent de rapports de branchement non mesurés, mais excluent une contribution appréciable de la beauté à la production du ψ ; les mécanismes de production correspondants seront discutés au chapitre VII .

Chapitre VII

MECANISMES DE PRODUCTION

Nous allons considérer les différents mécanismes de production des états étudiés à partir des collisions élémentaires entre les partons constituant les π^- du faisceau et les nucléons des cibles.

Nous commencerons (A) par un rappel du mécanisme simple de formation de photons virtuels contribuant à la plus grande partie des événements que nous observons avec une masse $\mu^+\mu^-$ supérieure à 4 GeV/c^2.

Puis nous verrons (B) comment ces résultats peuvent être appliqués à la production du ψ et quels sont les mécanismes supplémentaires qui peuvent contribuer à la production d'états $c\bar{c}$.

Dans une 3ème partie (C), nous verrons comment les états contenant de la beauté peuvent être produits.

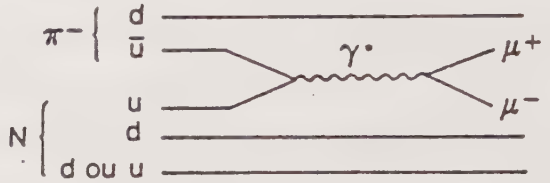
Enfin, nous verrons quelles informations supplémentaires apporte l'étude des hadrons produits avec les ψ ayant une grande impulsion transverse (partie D).

Dans ce chapitre, nous essaierons de comprendre la production du ψ à partir de l'étude des hadrons associés et de la distribution en x_L du ψ. Nos résultats sur la distribution en moment transverse du ψ ($p_{T\psi}$) et la distribution angulaire des μ de désintégration du ψ ont été publiés (ref. 132) pour nos premières données et analysés dans la thèse de Jan Wiejak (ref. 133) pour la statistique finale.

A/ PRODUCTION DE PHOTONS VIRTUELS

C'est le mécanisme le plus simple que nous rencontrerons. Il a été décrit par Drell et Yan (ref 134).

Il contribue à la production du continuum de paires $\mu^+\mu^-$ (fig 2 et 3, chap.IV) suivant le diagramme principal :



Nous avons publié (Barate et al, ref 135) nos résultats en utilisant les masses $\mu^+\mu^-$ supérieures à 3,8 GeV/c² (au-dessus du ψ'); la contamination de nos données par les désintégrations de π (chap IV, § III-2) est faible (17% à 4 GeV/c², sans coupures) et décroit très rapidement avec la masse $\mu^+\mu^-$.

Je résumerai ici le formalisme et les principaux résultats que nous avons obtenus pour pouvoir les comparer par la suite avec la production du ψ.

I/ Formalisme

Ce formalisme a été développé pour des interactions à haute énergie où l'impulsion transverse est négligeable (les modifications qu'elle introduit seront étudiées dans la partie D).

1/ Définitions :

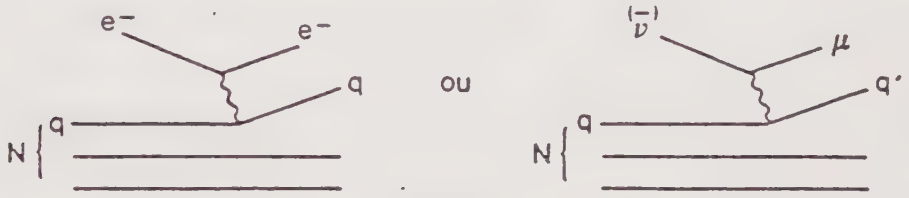
Soit x la fraction de l'impulsion du hadron transportée par le parton q.

On appelle q(x) la probabilité de trouver un parton q d'impulsion fractionnelle x dans le hadron considéré.

Le nombre de partons q dans le hadron est alors
$N_q = \int_0^1 q(x)dx$.

La distribution en impulsion de ce parton dans le hadron (fonction de structure) est alors : $g_q(x) = xq(x)$. La proportion de l'impulsion du hadron emportée par le parton est alors : $P_q = \int_0^1 g_q(x)dx$.

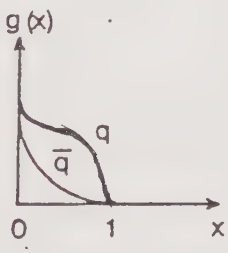
Expérimentalement, les études des diffusions profondément inélastiques utilisant les interactions électromagnétiques et faibles ont permis de montrer la présence de partons chargés ponctuels dans le nucléon et de mesurer les fonctions de structure des nucléons en utilisant les réactions du type :



La fraction de l'impulsion totale emportée par les partons chargés électriquement ainsi obtenue est de l'ordre de 50%.

Ces partons, de spin 1/2, sont identifiés aux quarks. Les 50% restants sont donc transportés par des particules électriquement neutres, identifiées aux gluons ($P_g = 0,50$).

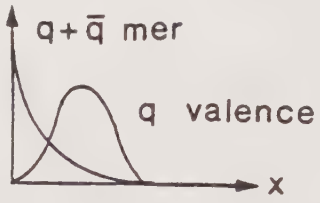
Les formes obtenues pour les fonctions de structure du nucléon :



ont conduit à séparer les distributions en 2 (Kuti- Weisskopf, ref 136) :

. une distribution symétrique en q et $\bar{q}$, ou mer, provenant de la matérialisation de gluons

. une distribution de quarks dits de "valence" correspondant aux quarks "composants" du nucléon (uud ou udd)



Les formes théoriques attendues sont :

$g_{mer}(x) \propto (1-x)^{\eta_s}$ d'après un calcul d'espace de phase relativiste (ref 136, App. B)

$g_{val}(x) \propto x^{\alpha}(1-x)^{\beta}$ le terme x^{α} ayant pour origine la dépendance de Regge $x^{-\alpha(0)}$ donnant $\alpha \simeq 1/2$

$g_{glue}(x) \propto (1-x)^{\eta_g}$ avec $\eta_g < \eta_s$ car les gluons créent la mer.

Les règles de comptage simples du nombre n de spectateurs (contraints à x=0 quand x -> 1 , par conservation d'impulsion) donnent (ref.137) : $\alpha, \beta, \delta = 2n-1$.

On attend donc (modèle "naïf") :

	Proton	Pion	(Spectateurs)
$g_{val}(x)$ α	$\sqrt{x}(1-x)^3$	$\sqrt{x}(1-x)$	(les autres quarks de valence)
$g_{glue}(x)$ α	$(1-x)^5$	$(1-x)^3$	(tous les quarks de valence)
$g_{mer}(x)$ α	$(1-x)^7$	$(1-x)^5$	(les quarks de valence et l'autre quark de la mer)

- Pour les quarks de valence, la normalisation est donnée directement par le nombre N de quarks considérés (proton $N_u = 2$, $N_d = 1$, pion $N_{\bar{u}} = N_d = 1$)

$$\int_0^1 A \frac{x^\alpha (1-x)^\beta}{x} dx = N \quad \text{d'où} \quad g_{val}(x) = \frac{N\,\Gamma(\alpha+\beta+1)}{\Gamma(\alpha)\,\Gamma(\beta+1)} x^\alpha (1-x)^\beta$$

La proportion d'impulsion emportée par ces quarks est alors :

$$P_{val} = \int_0^1 g_{val}(x)\, dx = N \frac{\alpha}{\alpha+\beta+1}$$

- Pour les quarks de la mer ou les gluons, on a :

$$P = \int_0^1 A\,(1-x)^\eta \qquad \text{donc : } g(x) = P\,(\eta+1)\,(1-x)^\eta .$$

- Pour les nucléons, l'expérience neutrino CDHS (ref. 138) obtient les résultats :

$$g_{val}(x) \propto \sqrt{x}(1-x)^{3,5\pm0,5}$$
$$g_{mer}(x) \propto (1-x)^{6,5\pm0,5}$$
$$P_{mer} = 16\ \%$$

et moins directement, $g_{glue}(x) \propto (1-x)^5$.

- Ne disposant pas de cibles de pions, on ne peut pas mesurer les fonctions de structure du pion par cette méthode. Le mécanisme de Drell-Yan le permettra.

- Pour les quarks de valence du proton, la mesure expérimentale $\frac{d(x)}{u(x)} \xrightarrow[x\to 1]{} (1-x)$ et des considérations théoriques (ref.139) liées au principe d'exclusion de Pauli (si $x_d \longrightarrow 1$, les 2 quarks u de valence sont contraints à x = 0) conduisent à choisir $\beta_d = \beta_u + 1$ soit pour le modèle naif :

$$u(x) = 2,2\ \sqrt{x}\ (1-x)^3$$
$$d(x) = 1,2\ \sqrt{x}\ (1-x)^4$$

- Pour paramétriser les violations d'invariance d'échelle observées en diffusion profondément inélastique, nous utiliserons le modèle proposé par Buras et Gaemers (ref. 140). Les fonctions de structure dépendent alors aussi du moment transféré ($g(x, Q^2)$) ; nous nous intéresserons à la région :

$$M_\psi^2 \simeq 9{,}6 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq M_T^2 \simeq 86 \text{ GeV}^2$$

La paramétrisation de la valence est légèrement différente de la paramétrisation standard :

$$\begin{cases} u(x) = 3 \dfrac{\Gamma(\alpha_1 + \beta_1 + 1)}{\Gamma(\alpha_1)\ \Gamma(\beta_1 + 1)} x^{\alpha_1}(1-x)^{\beta_1} - \dfrac{\Gamma(\alpha_2 + \beta_2 + 1)}{\Gamma(\alpha_2)\ \Gamma(\beta_2 + 1)} x^{\alpha_2}(1-x)^{\beta_2} \\ \\ d(x) = \dfrac{\Gamma(\alpha_2 + \beta_2 + 1)}{\Gamma(\alpha_2)\ \Gamma(\beta_2 + 1)} x^{\alpha_2}(1-x)^{\beta_2} \end{cases}$$

L'évolution des paramètres dans la région que nous utiliserons est la suivante :

Q^2 (GeV/c^2)		7,86	21,6	70,8
α_1	0,7	0,63	0,59	0,56
β_1	2,6	2,92	3,08	3,24
α_2	0,85	0,75	0,71	0,66
β_2	3,3	3,68	3,84	4,0
P_u	0,32	0,27	0,25	0,23
P_d	0,16	0,1	0,13	0,12
η_s	10,0	11,1	12,2	13,5
P_s	0,11	0,13	0,14	0,15
η_g	5,0	8,6	10,7	13,2
P_g	0,40	0,45	0,46	0,48

2/ Mécanisme de Drell-Yan :

En appelant $f_i(x_1)$ les fonctions de structure de pion et $g_i(x_2)$ celles des nucléons, la section efficace obtenue pour le mécanisme de Drell-Yan s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1\,dx_2} = \frac{\sigma_0}{3\,x_1^2\,x_2^2} \sum_{i=u,d,s} Q_i^2 [f_i(x_1)\, g_{\bar{i}}(x_2) + f_{\bar{i}}(x_1)\, g_i(x_2)] \qquad (1)$$

3 est le facteur de couleur

Q_i est la charge électrique des quarks considérés

$\sigma_o = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$ est la section efficace ponctuelle

(α : constante de structure fine,

s: carré de l'énergie disponible dans la réaction).

En appelant M la masse invariante du système $\mu^+\mu^-$ et P^*_x son impulsion longitudinale dans le centre de masse de la réaction, on a les relations cinématiques :

$$\begin{cases} x_1\, x_2 = M^2/s = \tau \\ x_1 - x_2 = 2P^*_x/\sqrt{s} = x_L \end{cases} \qquad (2)$$

Ces relations définissent les variables τ et x_L (qui sera souvent appelé simplement x par la suite).

D'où $x_{1,2} = \frac{1}{2}(\pm x_L + \sqrt{x_L^2 + 4\tau})$

Pour des impulsions transverses du système $\mu^+\mu^-$, faibles par rapport à sa masse, on a les relations inverses :

$$\begin{cases} x_1 = \sqrt{\tau}\, e^{y} \\ x_2 = \sqrt{\tau}\, e^{-y} \end{cases}$$ (y étant la rapidité du système $\mu^+\mu^-$ dans le centre de masse de la réaction).

Le changement de variable $(x_1, x_2) \longrightarrow (x_L, M)$ permet de réécrire la section efficace de Drell-Yan :

$$\frac{d^2\sigma}{dx\, dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9\, M^3 \sqrt{x^2 + 4\, M^2/s}} \sum Q_i^2 \left[f_i(x_1)\, g_{\bar{i}}(x_2) + f_{\bar{i}}(x_1)\, g_i(x_2) \right] \quad (3)$$

II/ Nos principaux résultats :

Ces résultats ont été obtenus en collaboration avec Ben Brabson, Richard Heinz et Tom Marshall.

1/ Invariance d'échelle :

Utilisant nos points mesurés à différentes énergies, nous avons pu vérifier l'invariance d'échelle :

$M^3 \frac{d\sigma}{dM} = F\left(\frac{M^2}{s}\right)$ d'après l'équation (3).

Nos résultats, ainsi que ceux d'autres expériences, sont donnés sur la figure VII 1.

2/ Fonctions de structure :

Les équations (2) permettent de placer chaque événement $\mu^+\mu^-$ dans un diagramme $x_1 x_2$ pour une énergie donnée (fig. VII 2).

Compte tenu de notre faible statistique et de la forme de notre acceptance en x_L, nous ne pouvons essayer d'ajuster que la distribution des quarks de valence du π (acceptance faible pour $x_1 < 0{,}2$ où la mer du pion contribue).

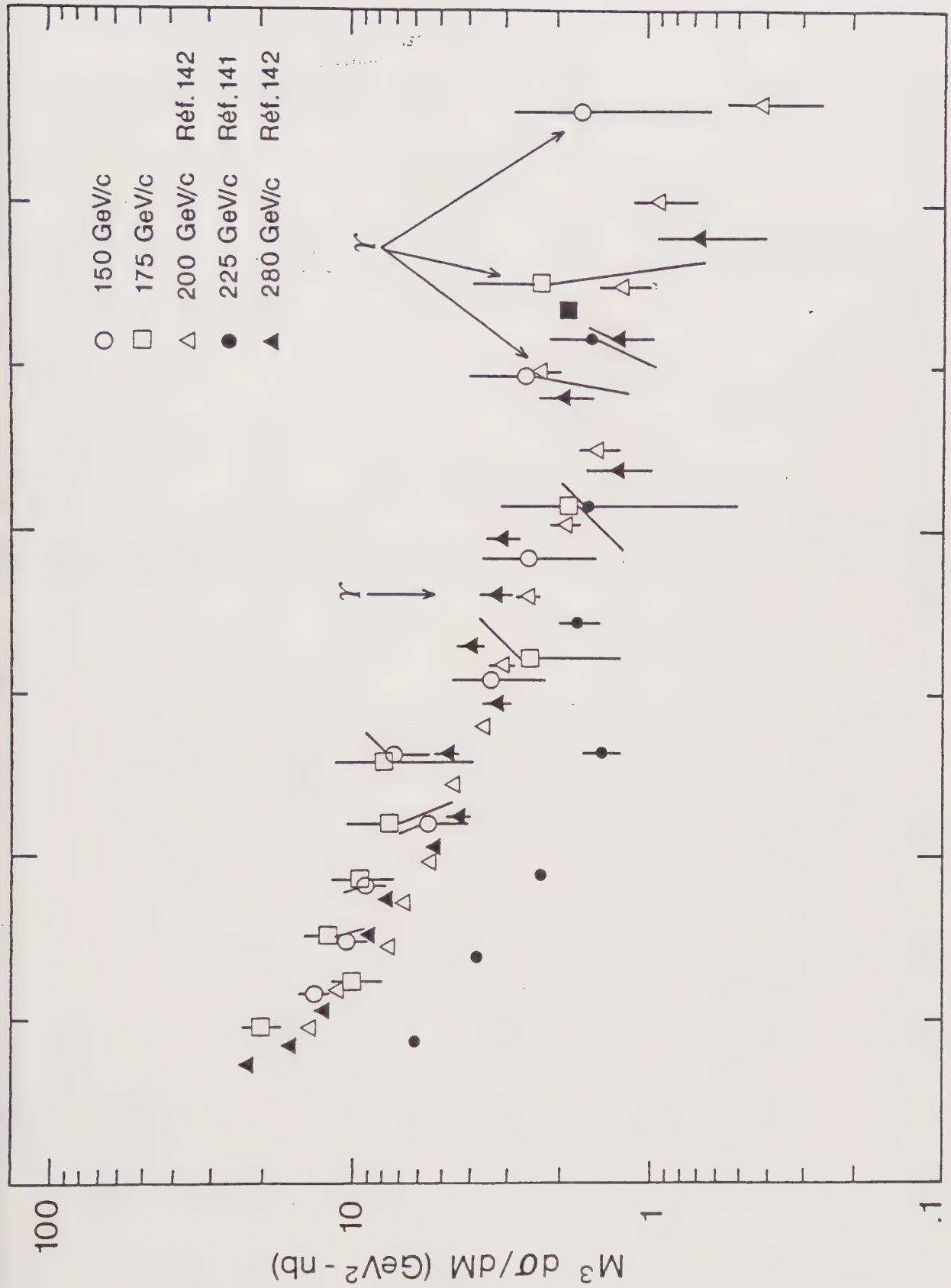

150 GeV/c
175 GeV/c
200 GeV/c Réf. 142
225 GeV/c Réf. 141
280 GeV/c Réf. 142
γ
γ
M³ dσ/dM (GeV² - nb)
100
10
1
.1
0
.1
.2
.3
τ = M²/S

Fig. VII 1

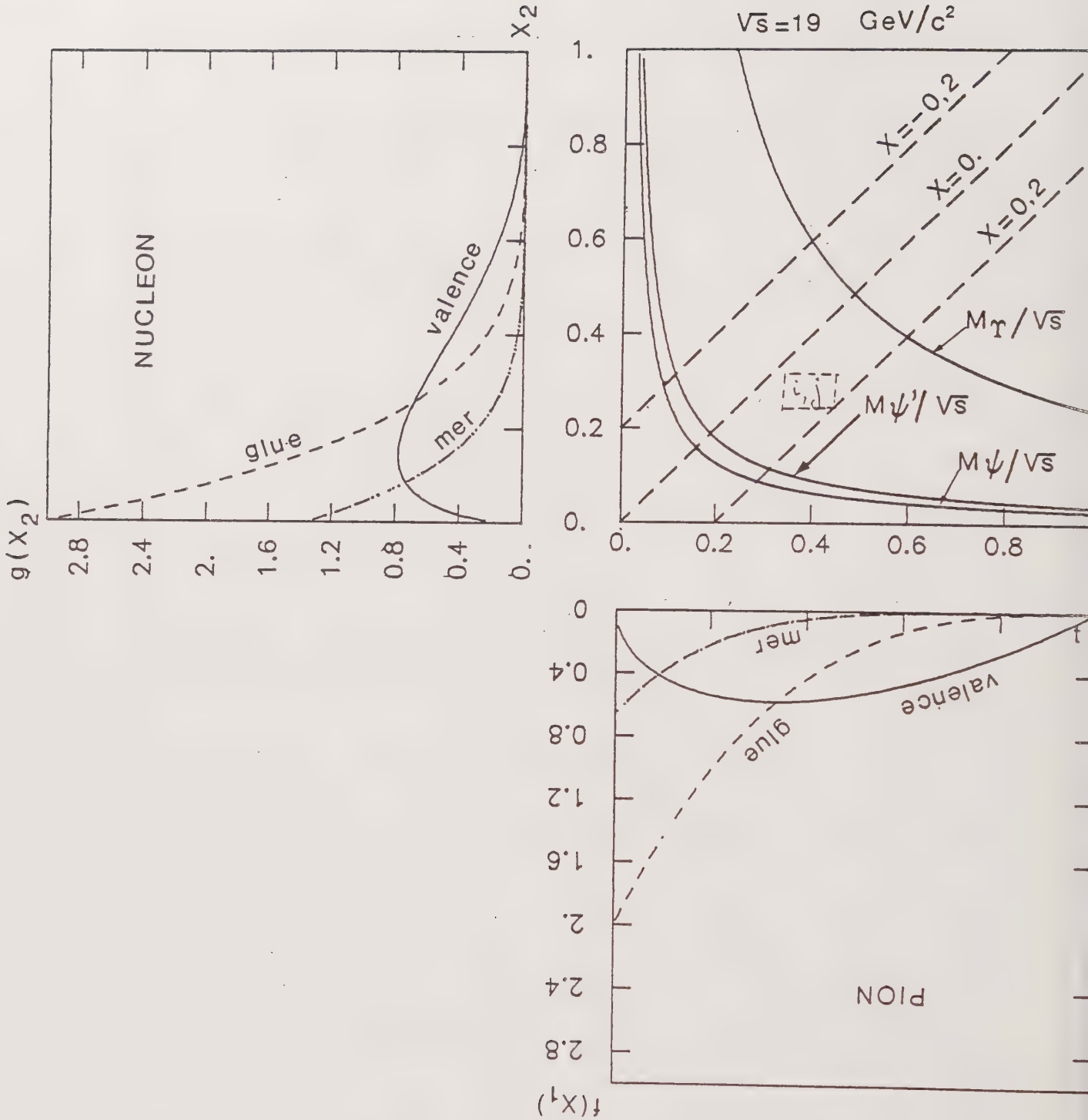

NUCLEON
valence
glue
mer
g(X2)
X2
√s=19 GeV/c²
X=-0.2
X=0.
X=0.2
MΥ/√s
Mψ'/√s
Mψ/√s
PION
f(X1)

Fig. VII 2

La relation (1) se réduit alors à

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1\, dx_2} \propto \frac{\sigma_o}{3\, x_1^2\, x_2^2}\; f_\pi(x_1)\; g_N(x_2)$$

f_π étant la fonction de structure des quarks de valence du pion et g_n la somme des contributions des quarks de valence et de mer du béryllium ($^9_4$ Be) :

$$g^N(x) = (\tfrac{2}{3})^2\, [0{,}44\; u^{proton} + 0{,}56\; u^{neutron}]$$

$$+ (\tfrac{1}{3})^2\, [0{,}44\; \bar{d}^{proton} + 0{,}56\; \bar{d}^{neutron}]$$

$$\text{avec} \quad u^{neutron} \equiv d^{proton} .$$

Cette factorisation en (x_1, x_2) permet d'ajuster le contenu expérimental de chaque carré (i,j) par une fonction de la forme

$$F(x_1, x_2) = c(i)d(j)$$

Nous pouvons ainsi vérifier indépendamment la compatibilité de d(j) avec les résultats connus sur les fonctions de structure du nucléon et la validité d'une paramétrisation de la forme $f\pi(x) = a\sqrt{x}(1-x)^b$ pour le pion. Mais la faible statistique donne des erreurs trop grandes sur les coefficients.

Pour réduire ces erreurs, nous avons utilisé, pour les fonctions de structure du nucléon, les résultats connus et paramétrisés par Buras et Gaemers (ref.140). Les violations d'invariance d'échelle en diffusion profondément inélastique conduisent à choisir une valeur de Q^2 pour pouvoir utiliser ces paramétrisations ; nous choisissons un Q^2 correspondant aux masses $\mu^+\mu^-$ utilisées : $Q^2 = (4{,}65\ GeV)^2 = 21{,}6\ GeV^2$.

Pour notre cible de béryllium, nous obtenons les contributions suivantes à $g_n(x)$:

. $0,877x^{0,594}(1-x)^{3,08} - 0,455x^{0,706}(1-x)^{3,84}$
pour les quarks u de valence de proton

. $0,567x^{0,766}(1-x)^{3,84}$ pour les quarks u de valence de neutron

. $0,201\ (1-x)^{14,4}$ pour les quarks de la mer des nucléons.

Cette dernière contribution contient les quarks u de la mer mais aussi les antiquarks $\bar{d}$ (qui s'annihilent avec le quark d de valence du pion).

Le résultat obtenu pour la fonction de structure du pion est indiqué sur la figure VII 3 où la courbe passant par nos points de mesure correspond à la paramétrisation :

$$f_\pi(x_1) = (2,43 \pm 0,30)\sqrt{x_1}\ (1-x_1)^{1,57 \pm 0,18}$$

La forme obtenue est proche de ce que l'on attend théoriquement mais la normalisation conduit à un résultat étrange pour le nombre de quarks u :

$$\int_0^1 \frac{f_\pi(x_1)}{x_1}\, dx_1 = 2,8\ !$$

Ceci pourrait correspondre à l'absence de couleur pour les quarks (on attend alors 3) ; en fait, Altarelli, R. Ellis et Martinelli (ref. 143) ont montré que les corrections QCD pourraient expliquer ce facteur, principalement par des corrections du type

heureusement, elles ne semblent pas avoir d'effet important sur la forme de la distribution en x.

Une autre expérience (NA3) a effectué une analyse semblable avec une statistique beaucoup plus importante (ref.142) car elle n'observait que les muons ("beam dump").

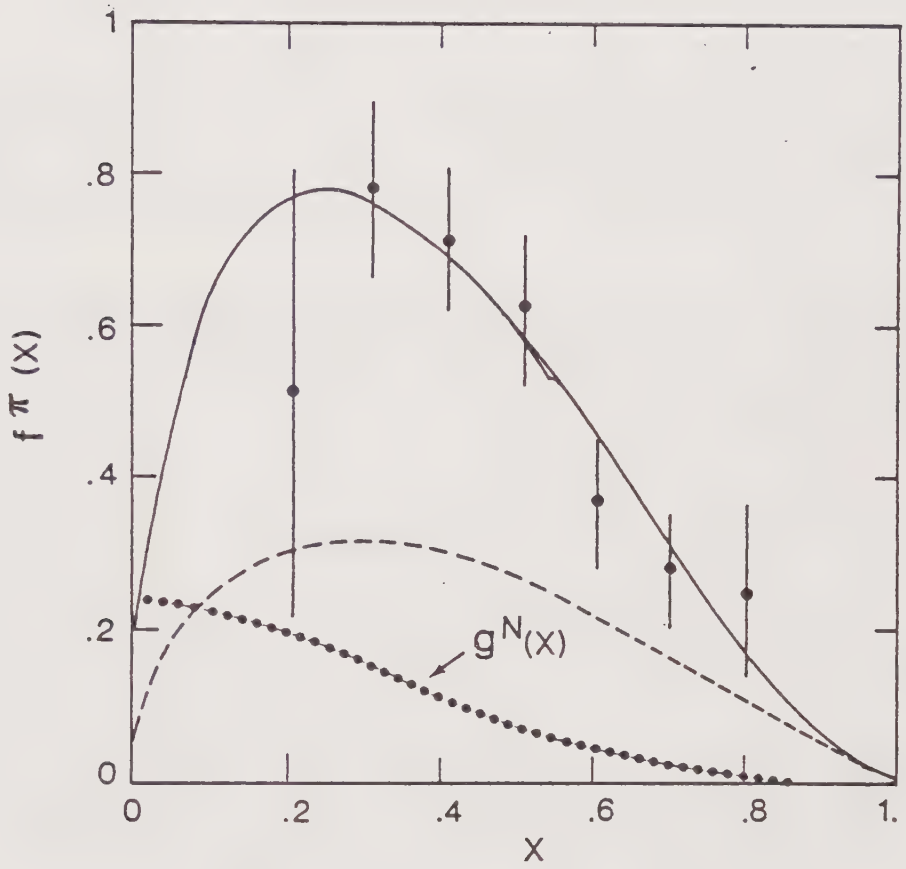


Fig. VII 3

Pour la suite de l'analyse, nous utilisons leurs résultats, plus précis que les nôtres et où la fonction de structure du proton a été mesurée expérimentalement dans le même processus (on évite le choix arbitraire $Q^2 = M^2\mu\mu$) :

. quarks de valence du proton : $u(x) = 2{,}2\ x^{0{,}49}\ (1-x)^{3{,}3}$

$d(x) = 1{,}22\ x^{0{,}49}\ (1-x)^{4{,}3}$

. un quark de la mer du proton: $s(x) = 0{,}25\ (1-x)^{7{,}7}$ P = 3%

. quark de valence du pion : $V(x) = 0{,}57\ x^{0{,}4}(1-x)^{1{,}07}$

. un quark de la mer du pion $S(x) = 0{,}32\ (1-x)^{6{,}9}$ P = 4%.

Les contributions des différents processus au mécanisme de Drell-Yan, à une masse $\mu^+\mu^-$ de 4,75 GeV, sont alors (V = valence, S = mer) :

$V_\pi \quad V_N = 70\ \%$

$V_\pi \quad S_N = 15\ \%$

$S_\pi \quad V_N = 13\ \%$

$S_\pi \quad S_N = 2\%$

Environ 94 % de la section efficace totale vient d'un quark $\bar{u}$ du π^- interagissant avec un quark u du nucléon.

Nous utiliserons la paramétrisation de Buras Gaemers uniquement pour apprécier les écarts possibles pour des masses (Mψ ou MT) voisines de celles où le Drell-Yan a été mesuré.

B/ PRODUCTION DU ψ

I/ Production électromagnétique du ψ

Ayant mesuré le processus de Drell-Yan, nous pouvons calculer le nombre de nos ψ qui sont d'origine électromagnétique (ref.144) en utilisant les résultats obtenus en anneaux de collision e+e- ; en effet, l'analogie entre diagrammes permet d'écrire :

$$R_\psi = \frac{\left|\bar{q}\,q \to \gamma^* \to \psi \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-\right|^2}{\left|\bar{q}\,q \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-\right|^2_{M_{\mu\mu}=M_\psi}} = \frac{\left|e^+e^- \to \gamma^* \to \psi \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-\right|^2}{\left|e^+e^- \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-\right|^2_{\sqrt{s}=M_\psi}}$$

Les dénominateurs sont obtenus en interpolant les valeurs du continuum (mesurées à une masse voisine) à la masse du ψ. Donc :

$$R_\psi = \frac{\sigma_{em}(\psi)\ B(\psi \to \mu^+\mu^-)}{(d\sigma^c/dM)_{M_{\mu\mu}=M_\psi}} = \frac{\int \sigma_{tot}\ (e^+e^- \to \psi)\ B(\psi \to \mu^+\mu^-)\ dE}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)_{\sqrt{s}\,=\,M_\psi}}$$

Pour pouvoir utiliser les résultats les plus récents obtenus en e+e- pour le ψ et les autres résonances, nous pouvons réexprimer la dernière fraction en fonction des largeurs partielles Γ_{ee} ; utilisant la relation d'électrodynamique:

$$\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = \frac{86{,}8}{s\ (GeV)^2}\ nb$$

et la formule qui a permis le calcul effectif des Γ_{ee} à partir des sections efficaces en e^+e^- ($\Gamma_{ee} = \frac{M^2}{6\pi^2} \int \sigma_{tot}\ dE$) nous obtenons :

$$R \simeq 26{,}6\ 10^4\ \Gamma^2(\psi \longrightarrow e^+e^-)/\Gamma_{tot}(\psi) = 26{,}6\ 10^4\ B\ (\psi \longrightarrow e^+e^-)\Gamma(\psi \longrightarrow e^+e^-)$$

D'où $R \simeq 82$ MeV.

Extrapolant les sections efficaces mesurées pour le mécanisme de Drell-Yan à la masse du ψ, nous obtenons :

$$\left(\frac{d\sigma_c}{dM}\right)_{M_{\mu\mu}=M_\psi} \sim 0{,}7 \text{ nb/GeV}$$

La valeur de $M/\sqrt{s}$ étant plus faible que précédemment, les contributions attendues sont différentes :

$V_\pi \quad V_N = 52\ \%$
$V_\pi \quad S_N = 19\ \%$
$S_\pi \quad V_N = 23\ \%$
$S_\pi \quad S_N = 6\ \%$

les violations d'invariance d'échelle modifient peu (moins de 10 %) ce résultat car les masses sont peu différentes.

Donc d'après la relation (4) :

$$\frac{\sigma_{em}(\psi)}{\sigma_{tot}(\psi)} = \frac{R_\psi \left(\frac{d\sigma}{dM}\right)_{M_\psi}}{\sigma_{tot}(\psi)\ B(\psi \to \mu\mu)} \sim 0{,}7\ \% .$$

Seulement 0,7 % des ψ produits ont cette origine électromagnétique ; d'après les conclusions du Chapitre IV, il n'y a donc que 1,2 % des ψ produits directement qui sont d'origine électromagnétique.

Nous voyons donc que les mécanismes électromagnétiques qui contribuaient beaucoup à la désintégration du ψ (31 % cf. Chap. IV § III/1/a) ne contribuent que peu à sa production dans notre cas.

De même, pour le ψ', les tables permettent de calculer $R\psi' \simeq 4{,}6$ MeV. La mesure directe du fond sous le ψ' (avec les coupures définies au Chap. IV, § III/2), ou l'extrapolation des formules

permettent de mesurer :

$$\left(\frac{d\sigma_c}{dM}\right)_{M_{\mu\mu} = M_{\psi'}} \sim 0{,}4 \text{ nb/GeV}$$

et donc seulement 1,2 % de nos ψ' sont d'origine électromagnétique. Enfin pour le T, R = 11,4 MeV, notre mesure du fond (fig. IV 3) donne :

$$\left(\frac{d\sigma}{dM}\right)_{M_{\mu\mu} = M_{\psi}} \sim 1 \text{ pb/GeV}$$

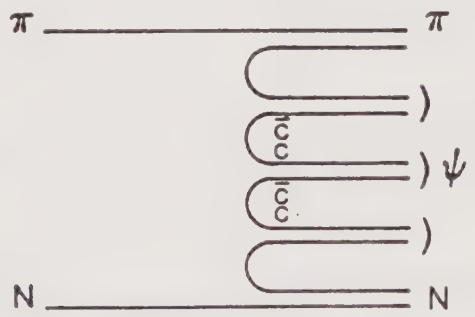
et donc que seulement 0,6 % des T sont d'origine électromagnétique.

Les processus d'origine électromagnétique ne contribuent donc que de façon négligeable à la production des résonances.

II/Production directe du ψ à partir de quarks c et $\bar{c}$:

1/mécanisme initial

C'est ce processus qui avait été envisagé à l'origine comme étant le mécanisme dominant de production du ψ(ref.145).



Ce processus résultait, en effet, d'un diagramme de quarks non disconnecté pour produire le ψ et vérifiait donc la règle empirique de Okubo-Zweig-Iizuka (ref.25).

Cette règle était bien vérifiée pour le processus inverse de désintégration du ψ (chap.IV § III/1) dont elle expliquait la faible largeur par l'absence de désintégration $\psi \longrightarrow D\bar{D}$ (car $m_\psi < 2m_D$).

Mais on voit qu'ici, ce processus implique la présence de 2 quarks c et $\bar{c}$ supplémentaires qui vont donner des particules charmées associées (D,D*...).

Ce sont ces particules que notre spectromètre devait permettre d'identifier.

2/simulations :

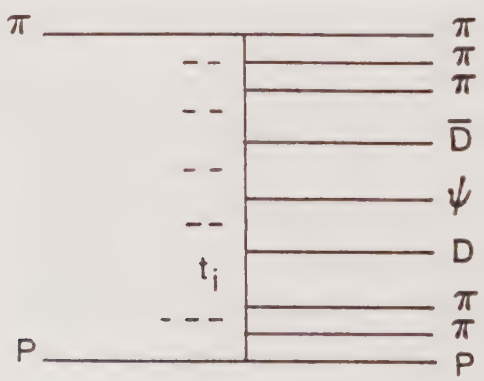
Pour calculer l'efficacité de détection pour ce système, des hypothèses physiques étaient nécessaires ; deux modèles très différents ont été utilisés :

a/système ($\psi D\bar{D}$)

Une particule fictive se désintégrant de façon isotrope en $\psi D\bar{D}$ était engendrée avec les paramètres suivants :

- une distribution $\frac{dN}{dx_L}$ plate en x_L pour $0 < x_L < 0,5$ et nulle ailleurs
- une distribution en p_T $\frac{dN}{P_T} = p_T \; e^{-1,9 p_T}$ (donc voisine de celle du ψ)
- une distribution en masse plate entre $(2m_D + m_\psi)$ et 12 GeV/c^2, ou plus piquée au seuil.

b/un modèle multipériphérique :



Cette méthode utilisait le programme FOWL (ref.146) pour engendrer les événements suivant la théorie de Kajantie-Byckling (ref.147) rendant très efficace la pondération (en $e^{-\alpha t_i}$) des transferts d'impulsion t_i.

Ces deux modèles ont donné des résultats très voisins (à quelques % près) pour les efficacités ; ce sont les valeurs moyennes qui ont été utilisées au chapitre V pour les efficacités géométriques.

Pour économiser du temps de calcul et ne pas avoir trop de traces, les efficacités de reconstruction et les résolutions ont été obtenues avec des simulations-mélange, sans ψ, et engendrant systématiquement $D^* \longrightarrow D\pi$.

3/ résultats expérimentaux

Les limites que nous obtenons ont été données au chapitre V (table 2) pour les modes de désintégration que nous avons cherchés.

Nous retenons ici les modes correspondant aux limites les plus basses :

$$\begin{cases} \overset{(-)}{D}{}^0 \longrightarrow K^\pm\pi^\mp & L = 12\% \\ D^\pm \longrightarrow \overset{(-)}{K}{}^0\pi^\pm & L = 32\% \\ D^{*\pm} \longrightarrow \pi^\pm D^0 & L = 4\% \\ \qquad\qquad \hookrightarrow K^\pm\pi^\mp & \end{cases}$$

Ces limites correspondaient à une production ψD (ou ψD^*).

Pour une production $\psi D\bar{D}$, elles doivent être divisées par 2.

Donc, si R est le rapport entre le nombre de particules considérées et le nombre total de possibilités de production, la limite sur la production $\psi D\bar{D}$ est : $1\ (\psi D\bar{D}/\psi) = L/2R$.

Cette limite dépend donc du rapport entre les productions des différents mésons charmés, nous envisagerons trois hypothèses :

a/ production D°/D^c dans le rapport 1/1

Dans chaque cas R = 1/2, la meilleure limite est obtenue avec le D° : $l = \frac{12\ \%}{2 \times 1/2} = 12\ \%$.

b/ production $D^\circ/D^c/D^{*\circ}/D^{*c}$ dans le rapport 1/1/3/3 (hypothèse statistique simple due au spin 1 du D*).

Pour le D^{*c}, R = 3/8 d'où $l = \frac{4\ \%}{2 \times 3/8} = 5{,}3\ \%$.

Les rapports de branchement des D* en D° et D^c (chap.V § I/3/) donnent un rapport final $D^\circ/D^c = 6/2$ d'où une limite à partir des D° mesurés :

$$l = \frac{12\ \%}{2 \times 6/8} = 8\ \%.$$

Donc, dans ce cas, la meilleure limite est obtenue à partir des D^{*c} : l = 5,3%.

Mais cette hypothèse statistique simple n'est pas vérifiée pour la production inclusive des K et K* où l'on a $K^*/K \simeq 1/1$ au lieu de 3/1. Si l'on pense qu'il en est de même pour les D et D*, on a la 3ème hypothèse :

c/ production $D^\circ/D^c/D^{*\circ}/D^{*c}$ dans le rapport 1/1/1/1

Pour le D^{*c}, on a alors R = 1/4 d'où $l = \frac{4\ \%}{2 \times 1/4} = 8\ \%$.

Les rapports de branchement donnent ainsi : $D^\circ/D^c \simeq 2{,}64/1{,}36$ ($\simeq 2$!) donc pour le D°, R = 0,66 et $l = \frac{12\ \%}{2 \times 0{,}66} = 9{,}1\ \%$.

On voit donc que, quelle que soit l'hypothèse considérée, la limite sur le pourcentage de production $\psi D\bar{D}$ est faible.

Une autre façon de mesurer ce processus est de considérer les désintégrations semi-leptoniques du D : $D \longrightarrow K\mu\nu$, $K^*\mu\nu$... (chap.V §II/5/) en comptant le nombre de μ associés au ψ.

Nous n'obtenons pas de limite intéressante par cette méthode car les μ que nous observons sont en général des μ de désintégration de π avant l'absorbeur (chap.I §II/4/b/).

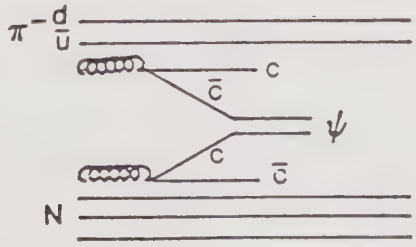
Une expérience (ref. 148) absorbant les hadrons immédiatement après la cible ("beam dump") et utilisant un faisceau de π^- de 225 GeV/c a mesuré 487 μ pour 65.900 ψ. En se servant d'un rapport de branchement moyen $B(D \longrightarrow \mu\nu X) = 10\ \%$, la limite citée est $l = 1{,}6\ \%$.

Cette limite est sans doute légèrement plus grande à cause du faible rapport de branchement $B(D^\circ \longrightarrow \mu\nu X)$ actuel, mais elle exclut toute contribution appréciable de ce mécanisme.

On peut enfin remarquer que, dans notre cas, un mécanisme analogue ne peut expliquer la production de Υ par $\Upsilon B\bar{B}$ car l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction est inférieure à $(m_\Upsilon + 2m_B)$!

4/ <u>explication théorique</u> :

Dans le cadre du modèle des partons, cette production s'effectue à partir des quarks charmés de la mer :



Le formalisme est le même que le mécanisme de Drell-Yan (A/ I/2/ dont nous appliquons la formule (3)) :

$$\frac{d\sigma}{dx_L} = \frac{1}{3}\frac{4\pi^2}{M^2\sqrt{x_L^2 + 4M^2/s}}\left(\frac{g^2_{\psi c\bar{c}}}{4\pi}\right)[f_i(x_1)\ g_{\bar{i}}(x_2)+f_{\bar{i}}(x_1)\ g_i(x_2)] \qquad (5)$$

La constante couplage forte $g^2_{\psi c\bar{c}}/4\pi$ est de l'ordre de 0,5 par analogie avec la constante de couplage du ρ (ref. 149).

Nous voyons que cette section efficace dépend essentiellement des paramètres de la mer charmée.

Une symétrie SU(4) pour la mer qui donnerait : $\bar{u}(x) = \bar{d}(x) = \bar{s}(x) = \bar{c}(x)$ est peu probable à cause de la masse élevée du quark c.

A l'origine (Sivers ref.145 puis 149), une symétrie SU(3) était choisie :

$\bar{u}(x) = \bar{d}(x) = \bar{s}(x)$ avec une réduction de la mer charmée $\bar{c}(x) = \varepsilon_c \bar{u}(x)$ et $\varepsilon_c \simeq 0{,}22$.

Cette paramétrisation donne une section efficace $\psi D\bar{D}$ de l'ordre de 130 nb qui est du même ordre que la section efficace totale du ψ que nous observons ; on obtiendrait ainsi 100 % de production associée ce qui est incompatible avec nos mesures des D associés au ψ.

La forme de la mer charmée, très importante pour la production à notre énergie (cf fig. VII 2), et la valeur de ce paramètre ε_c qui intervient au carré dans la section efficace sont probablement très différentes des premières estimations qui prenaient un ε_c grand (Sivers ref. 149) ou une mer plus importante à grand x_L (Donnachie et Landshoff, ref. 150).

En effet dans le cadre de QCD, la masse du quark c ne permet la production de paires $c\bar{c}$ que par violation de l'invariance d'échelle : Buras et Gaemers (ref 140) obtiennent ainsi un pourcentage d'impulsion transporté par la mer charmée (à $Q^2 = M_\psi^2 = 9,6\ GeV^2$) égal à 1,4 % (soit $P_c = 0,7$ % pour c ou $\bar{c}$) avec une dépendance en $(1-x)^{11}$ pour la mer charmée.

Avec cette paramétrisation, nous obtenons encore 100 nb pour ce processus, ce qui est trop élevé.

L'expérience neutrino CDHS montre essentiellement (ref 138) que la symétrie SU3 de la mer est déja fortement brisée par la masse du quark s : $\bar{s}(x) \propto (1-x)^{10^{+1.8}_{-1.4}}$ au lieu de $(1-x)^{6,5 \pm 0,5}$ et que la contribution des quarks s et $\bar{s}$ à l'impulsion de la mer n'est que de 10%.

Si l'on prend la même paramétrisation pour le quark c, on obtient une section efficace de l'ordre de 40 nb, ce qui est donc probablement, compte tenu de la différence des masses, une limite supérieure.

Cependant Combridge (ref. 151) remarque que la paramétrisation de Buras-Gaemers néglige les effets d'espace de phase liés à la masse du quark c : ces effets supprimeraient la mer $c\bar{c}$ à faible Q^2 et donc diminueraient la section efficace calculée.

Les résultats expérimentaux concernant la production de charme direct (sans ψ) avec une section efficace plus grande qu'il n'était prévu par ces modèles (et surtout avec une production élevée à grand x_L) ont provoqué l'apparition de nouveaux modèles dont nous allons utiliser les paramétrisations de la mer charmée pour évaluer la production de $\psi D\bar{D}$:

Barger, Halzen et Keung (ref 152) proposent une dépendance en x très "dure" : $c(x) \propto x(1-x)$ avec $P_c \simeq 0,5\%$; cette paramétrisation nous donnerait encore une section efficace élevée ($\simeq$ 20 nb) et beaucoup trop de ψ à grand x ($\sigma_x \simeq 0,34$).

Odorico (ref.153) inclut l'effet d'espace de phase dans un Monte-Carlo d'émission de gluons multiples et arrive ainsi à expliquer un grand nombre de résultats expérimentaux actuels ; il obtient notamment des distributions en x_L très différentes pour les deux quarks charmés : le spectateur (non agissant) est produit à grand x, et le non-spectateur est produit à petit x ; si nous paramétrisons la distribution résultant de son Monte-Carlo (ref. 154) pour le quark non-spectateur par

$$c(x) = -0,18\ x^2 + 0,011\ ,$$

nous obtenons une section efficace $\psi D\bar{D}$ de l'ordre de 10 nb ; de plus les mésons D très rapides ou très lents échapperaient à notre acceptance.

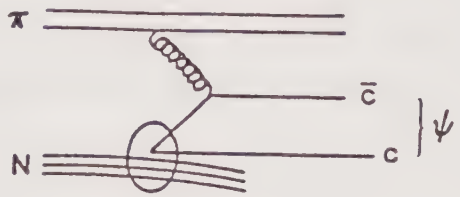
Toutes les valeurs théoriques ainsi obtenues sont donc plus élevées que les limites expérimentales : comme nous le verrons en III, toutes les sections efficaces pourraient être encore trois fois plus élevées car le facteur de couleur 1/3 dans la formule (5) pourrait disparaitre par émission de gluons mous.

Donnachie et Landshoff (ref. 150) pensent que le processus élémentaire est celui-là mais que les quarks c et $\bar{c}$ restants ne peuvent former une paire $D\bar{D}$ par suite de réinteractions dans l'état final. Cependant Teper (ref. 155) montre que cette objection n'est probablement pas valable car d'autres facteurs de suppression interviennent alors (liés à des effets de propagateur dus à la masse du quark c, à la constante de couplage qui ne vaut 0,5 que pour des quarks c réels) ; il obtient ainsi une suppression de 10^{-4} pour la production de $\psi D\bar{D}$, ce qui serait compatible avec nos limites.

5/Production de ψ sans D associés

Nous considérerons ici l'hypothèse théorique où le ψ pourrait être formé à partir de quarks c et $\bar{c}$ provenant du même hadron initial. Les D associés n'existent pas car il n'y a pas d'autres quarks charmés produits dans la réaction ; ces modèles sont différents de celui de Donnachie Landshoff, déja vu, où une autre paire $c\bar{c}$ était produite et disparaissait par suite d'interactions dans l'état final.

Ici, le diagramme considéré est, par exemple :



Du fait de la distribution en x très piquée vers l'avant pour le quark c spectateur dans les modèles récents, le ψ ainsi produit serait aussi très rapide : ce n'est pas ce que nous observons (l'analyse en sera faite en III).

Les deux modèles principaux sont :

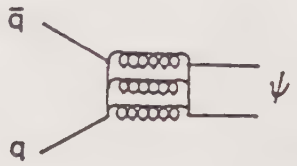
a/charme intrinsèque : Brodsky, Peterson et Sakaï (ref. 156) ont envisagé l'hypothèse où la fonction d'onde du proton, par exemple, serait $|uudc\bar{c}\rangle$ au lieu de $|uud\rangle$. Mais ils trouvent que plusieurs facteurs réduisent la possibilité que le $c\bar{c}$ forme un ψ : un facteur de saveur (association $\bar{c}u$ ou $\bar{c}d$ dans la fonction d'onde), un facteur de couleur (c et $\bar{c}$ doivent avoir des couleurs appropriées) et surtout un facteur très important dû à la masse du système $c\bar{c}$ ainsi formé : en général cette masse est supérieure à deux fois la masse du D et le système $c\bar{c}$ donnera une paire $D\bar{D}$! Ils calculent une réduction totale de 5.10^{-5} pour ce processus qui est donc négligeable.

b/charme "extrinsèque" (ou mécanisme d'excitation) : c'est le modèle d'Odorico (ref. 153) que nous avons déja considéré pour la production $\psi D\bar{D}$; ici le Monte-Carlo utilisé permet de calculer la masse $c\bar{c}$ attendue ; comme précédemment elle est, en général, supérieure à deux fois la masse du D et il n'y a pas de production appréciable de ψ par ce mécanisme.

III/ PRODUCTION DU ψ PAR FUSION $q\bar{q}$ ou gg

1/ Mécanismes inverses des désintégrations

a/ $q\bar{q} \rightarrow \psi$: ce processus est l'inverse de la désintégration vue au Chapitre IV :



Il a été calculé par M.B. Einhorn et S.D. Ellis (ref.157) à partir de la largeur partielle hadronique du ψ et par application de la formule de Drell Yan (mais avec un même couplage pour les différentes saveurs de quarks) :

$$\frac{d\sigma}{dx} = \left(\frac{4\pi^2}{M^2}\right)\left(\frac{1}{9}\right)\left[\frac{(2J+1)\,\Gamma_{q\bar{q}}}{M}\right]\left[\frac{\sum_{u,d,s}\left[f_q(x_1)\,g_{\bar{q}}(x_2) + f_{\bar{q}}(x_1)\,g_q(x_2)\right]}{\sqrt{x^2 + 4M^2/s}}\right] \qquad (6)$$

Dans cette formule :

. J = 1 est le spin du ψ, M sa masse.

. 1/9 est le facteur de couleur (le facteur 1/3 de couleur n'est pas mis dans les fonctions de structure).

. $\Gamma_{q\bar{q}}$ est la largeur partielle de désintégration forte du ψ (44 keV, cf. chap IV §III) ; elle contient un facteur 3 implicite de somme sur les couleurs.

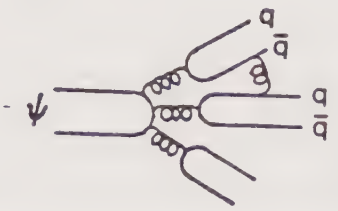
. pour les fonctions de structure, nous utiliserons l'ensemble défini en A/II/2/.

L'intégration sur x du dernier terme donne : $F_{q\bar{q}}(M/\sqrt{s}) = 0{,}43$ pour nos interactions π-Be à 190 GeV/c. D'où une section efficace attendue : $\sigma(\psi) = 3{,}3$ nb.

Ce processus qui devrait être le processus dominant dans un cadre strict de conservation de couleur ne peut donc expliquer que 2,7 % de la production.

. Carlson et Suaya (ref.158) pensent même que la largeur $\Gamma_{q\bar{q}}$ à utiliser est plus petite et correspondrait à la désintégration $\psi \rightarrow \rho\pi$: d'après eux, la plupart des

désintégrations hadroniques du ψ viendraient de diagrammes du type :



n'ayant pas de rapport avec la production ; la largeur qu'ils utilisent est $\Gamma_{q\bar{q}} \simeq 1$ keV, donnant une section efficace encore plus faible.

. Même en introduisant le facteur K=2,4 mesuré par le mécanisme de Drell Yan et correspondant à une correction QCD du vertex, la section efficace calculée reste faible (Kuhn, ref. 159).

On est donc amené à considérer un autre mécanisme possible.

b/ $\underline{gg \longrightarrow \chi_2 \longrightarrow \psi\gamma}$: Nous avons vu au Chapitre IV que le mode $\chi_2 \longrightarrow gg$ était le mode de désintégration principal du χ_2 ; on peut donc espérer décrire sa production par le processus inverse et obtenir ensuite les ψ par désintégration électromagnétique du χ_2.

Nous pouvons décrire la fusion gluon-gluon ($gg \longrightarrow \chi_2$) par une formule analogue à la précédente (et déduite de celle de Einhorn-Ellis pour le η_c) :

$$\frac{d\sigma}{dx} = \left(\frac{4\pi^2}{M^2}\right)\left(\frac{1}{64}\right)\left(\frac{2(2J+1)\ \Gamma_{gg}}{M}\right)\left(\frac{f_g(x_1)\ g_g(x_2)}{\sqrt{x^2 + 4M^2/s}}\right) \qquad (7)$$

Dans cette formule :

. J = 2 est le spin du χ_2, M sa masse,

. le facteur 2 supplémentaire par rapport à la formule $q\bar{q}$ (fermions) vient du fait que les gluons sont des bosons (Rem. 2, ref. 160),

. 1/64 est le facteur de couleur : la fonction de structure d'un gluon de couleur fixée n'est que 1/8 de la fonction f_g que

nous utilisons (normalisée à 50 % de l'impulsion du pion ou du proton),

. Γ_{gg} : largeur partielle du χ_2 en gluon-gluon, contient implicitement un facteur 8 de somme sur les couleurs.

L'intégration du dernier terme sur x donne :

$F_{gg}\ (M_{\chi^2}\ /\ \sqrt{s})$ = 1,76 pour nos interactions, avec les fonctions de structure naives pour les gluons.

On obtient ainsi $\sigma(\chi_2) = 94\ \Gamma_{gg}\ (\chi_2)$ nb où Γ_{gg} est exprimé en MeV.

Les valeurs possibles pour la largeur totale du χ_2 ont été discutées au Chapitre IV : les règles de somme (électromagnétiques) sont en accord avec les premières valeurs expérimentales mesurées (2 ± 1 MeV) ; les prédictions utilisant les modèles de potentiel sont trop basses d'un ordre de grandeur ; le mode de désintégration principal est $\chi_2 \rightarrow gg$, le rapport de branchement en $\psi\gamma$ est 16,8 %.

Si $\Gamma_{tot}(\chi_2)$ = 2 MeV, nous obtenons donc $\sigma(\chi_2) \simeq 150$ nb et $\sigma(\psi) \simeq 26$ nb ce qui, compte tenu des barres d'erreur importantes, est tout à fait compatible avec la section efficace de production du ψ à partir du χ_2 que nous mesurons (10 à 20 nb).

Mais, contrairement aux estimations de nombreux théoriciens (ref.161,162,158), ce mécanisme ne peut expliquer 100 % de la production du ψ, ce qui serait d'ailleurs incompatible avec nos mesures expérimentales.

Une désintégration du χ_2 en $q\bar{q}$ est possible mais Kuhn (ref.160) a calculé que la largeur partielle n'est que de 12 à 30 keV ; appliquant la formule (6) pour la production correspondante ($q\bar{q} \rightarrow \chi_2$), on n'obtient que quelques pourcents de la section efficace que l'on vient de calculer ($gg \rightarrow \chi_2$).

Le bon résultat obtenu pour la section efficace gg -> χ_2 permet d'obtenir une estimation pour la production hadronique du η_c (ref.163) qui n'a pas encore été observée expérimentalement ; nous obtiendrions $\sigma(\pi\text{-}N \rightarrow \eta_c) \simeq 500 \pm 200$ nb.

c/ $q\bar{q} \rightarrow \chi_1 \rightarrow \psi\gamma$: Comme on l'a vu au Chapitre IV, la désintégration $\chi_1 \rightarrow gg$ est interdite par le théorème de Yang. Une désintégration $\chi_1 \rightarrow q\bar{q}$ est possible ; Kuhn (ref.160) a calculé une largeur partielle de 80 à 200 keV.

Appliquant la formule (6) avec $F_{q\bar{q}}(M_{\chi_1}/\sqrt{s}) = 0{,}36$, nous obtenons $\sigma(\chi_1) \simeq 3{,}5$ à $8{,}6$ nb soit, en tenant compte du rapport de branchement $B(\chi_1 \rightarrow \psi\gamma) = 31{,}7$ % , $\sigma_{\psi \leftarrow \chi_1} \simeq 1{,}1$ à $2{,}7$ nb ; ce résultat peut être amené à $2{,}6$ à $6{,}6$ nb en appliquant le facteur $K=2{,}4$; c'est un résultat sensiblement inférieur à celui que nous mesurons ($\sigma_{\psi \leftarrow \chi_i} \simeq$ 10 à 20 nb).

Dans ces modèles, le ψ' est produit comme le ψ direct (/a), avec une section efficace beaucoup trop petite ; il reste donc plus de 60 % de la production totale du ψ inexpliquée.

2/ Mécanismes supplémentaires nécessaires

a/ Description : On vient de voir que la faible section efficace obtenue pour les ψ directs vient essentiellement de la faible largeur de désintégration $\Gamma(\psi \rightarrow q\bar{q})$ qui est due à la règle de Zweig, nécessitant l'émission de 3 gluons "durs" (α_s^3) pour la désintégration du ψ ; c'est la seule possibilité pour la désintégration mais pour la production on peut envisager aussi le mécanisme :

l'émission de 2 gluons "mous" ($\alpha_s \simeq 1$) permet d'obtenir les nombres quantiques du ψ par des interactions dans l'état final. On gagne ainsi un facteur (α_s/α_s^3) permettant de gagner l'ordre

de grandeur nécessaire pour la production du ψ direct.

Ce mécanisme a été envisagé pour la première fois par H. Fritzsch (ref. 164).

Mais on doit aussi considérer alors la production directe du ψ à partir de gluons par le même mécanisme (Gluck-Owens-Reya, ref. 165)

Les formules (6) et (7) ne s'appliquent plus mais on peut essayer de décrire ces processus par un couplage effectif $g^2/4\pi$ dans une formule où les facteurs de couleur ont disparu :

$$\left(\frac{d\sigma}{dx}\right)_{q\bar{q}\to\psi} = \left(\frac{4\pi^2}{M^2}\right)\left(\frac{g^2_{\psi q\bar{q}}}{4\pi}\right)\left(\frac{\sum_{q=u,d,s} f_q(x_1)\, g_{\bar{q}}(x_2) + f_{\bar{q}}(x_1)\, g_q(x_2)}{\sqrt{x^2 + 4M^2/s}}\right) \qquad (8)$$

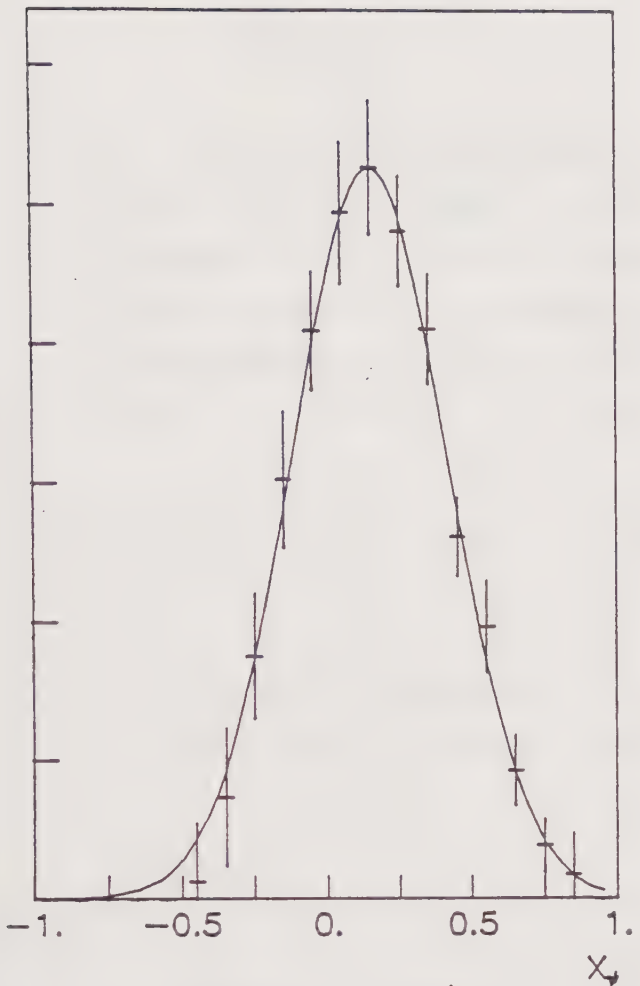
$$\left(\frac{d\sigma}{dx}\right)_{gg\to\psi} = \left(\frac{4\pi^2}{M^2}\right)\left(\frac{g^2_{\psi gg}}{4\pi}\right)\left(\frac{f_g(x_1)\, g_g(x_2)}{\sqrt{x^2 + 4M^2/s}}\right) \qquad (9)$$

On peut donc espérer obtenir l'importance relative de ces 2 contributions à partir de la forme de la distribution en x, déterminée par les fonctions de structure.

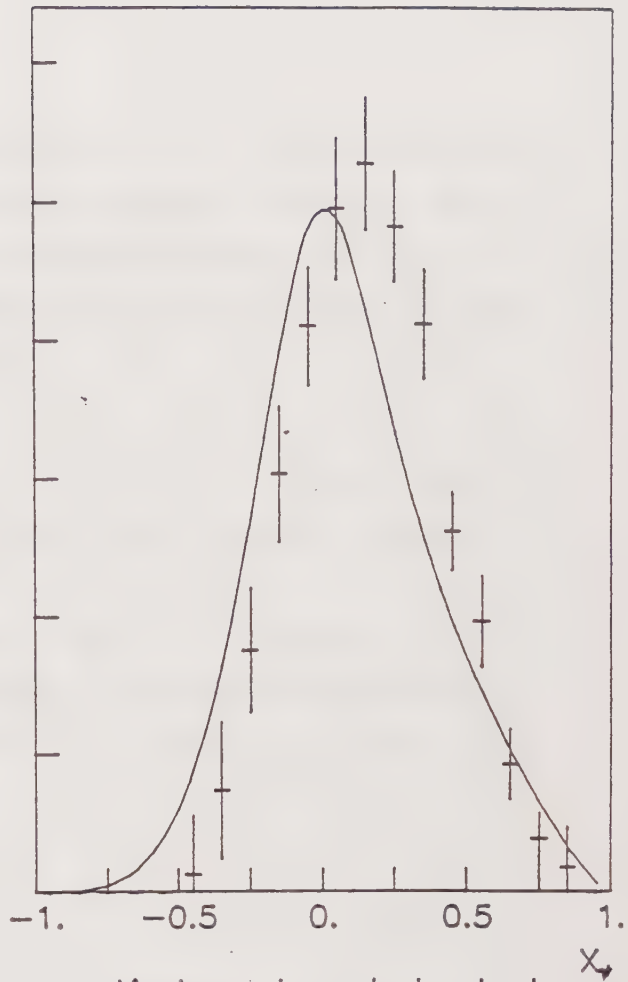
b/ Distribution en x

α/ distribution expérimentale

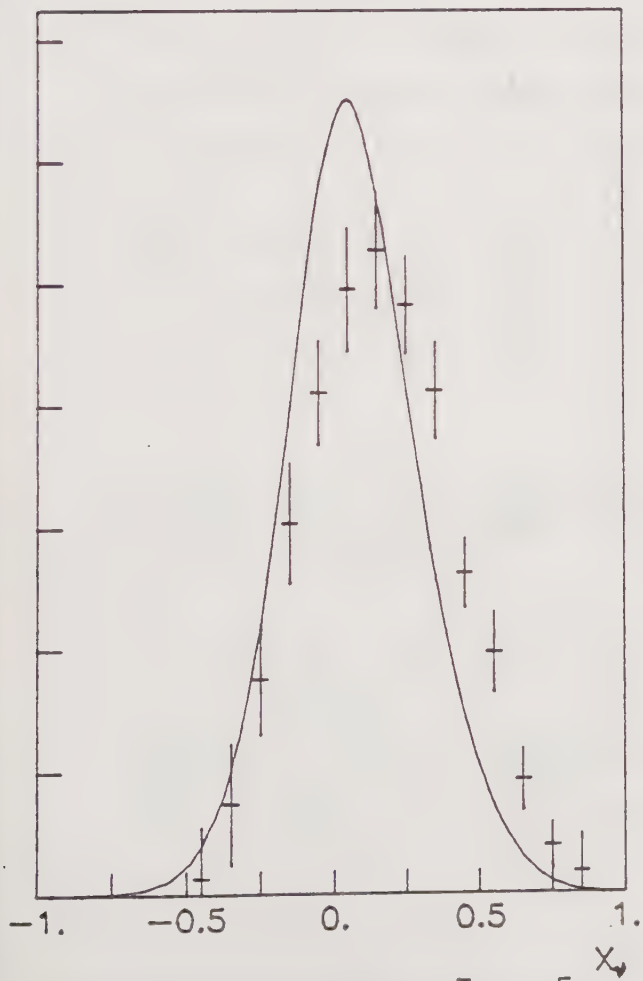
- J'ai pris pour construire notre distribution expérimentale (fig.VII 4) les résultats bruts et préliminaires d'acceptance



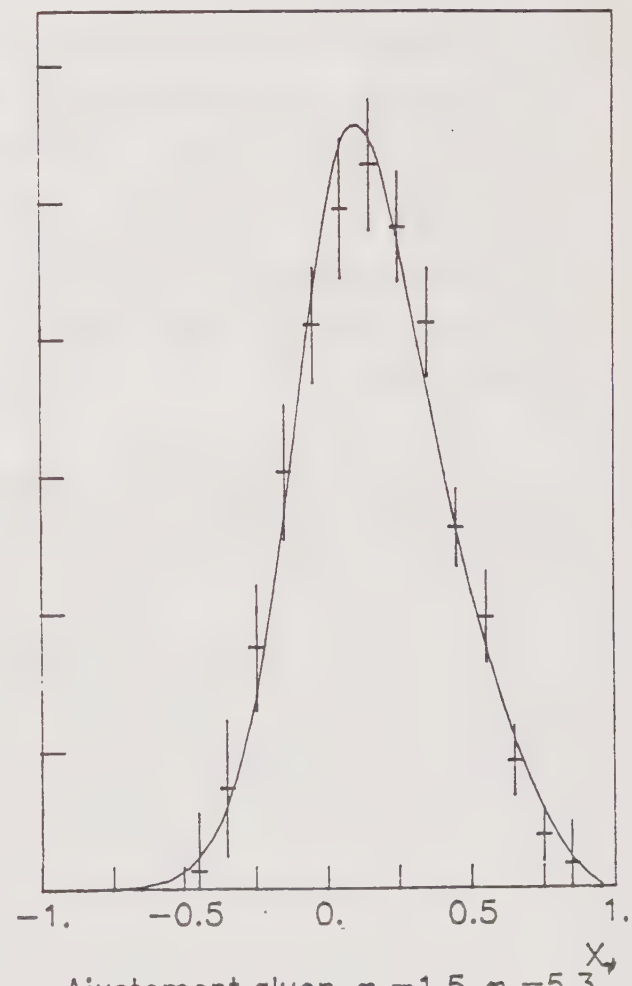
Ajustement gaussien Fig. VII 4



Ajustement quark standard Fig. VII



Ajustement gluon $\eta_\pi=3$ $\eta_N=5$



Ajustement gluon $\eta_\pi=1,5$ $\eta_N=5,3$

en x des programmes de simulation-mélange de B. Pietrzyk. Les barres d'erreur importantes sont dues essentiellement à la faible statistique de ces simulations : la nécessité de traiter ces événements dans le programme complet de reconstruction de traces demande en effet le même temps de calcul par événement que le traitement d'un événement expérimental (les multiplicités sont du même ordre).

- Mais notre acceptance géométrique est connue de façon beaucoup plus précise et une analyse plus fine et plus complète de cette distribution sera effectuée par G. Mac Ewen.

- Pour comparer de façon simple les distributions en x et évaluer les corrections éventuelles, j'utiliserai un ajustement gaussien ; pour la courbe expérimentale, on obtient : (trait continu fig. VII 4).

$\bar{x} = 0,15 \pm 0,02$

$\sigma_x = 0,26 \pm 0,02$

β/ fusion $q\bar{q}$

La forme des fonctions de structure des quarks (et donc la forme de la distribution en x du ψ) est complètement fixée par le mécanisme de Drell Yan (mesuré à une masse voisine du ψ).

Calculant la contribution des fonctions de structure de quarks définies en A/II/2/, nous obtenons la forme indiquée sur la figure VII 5 : nous voyons que le ψ ne peut être produit à 100 % par fusion $q\bar{q}$.

Même 80 % de contribution $q\bar{q}$ (pour laisser 20 % à $gg \rightarrow \chi_2$) est exclue. La forme asymétrique de la courbe vient de la contribution valence-valence à grand x.

γ/ Fusion gg "naif"

Les fonctions de structure "naives" ($f_g(x) = (1 - x)^3$ et $g_g(x) = (1-x)^5$ de gluons donnent la courbe indiquée sur la figure VII 6. Comme la courbe précédente, le sommet de la distribution est

à un x trop faible ($\bar{x} = 0,06$, $\sigma_x = 0,22$). Mais ces distributions étant connues de façon peu précise (violations d'invariance d'échelle possibles, pas de mesure expérimentale de $f_g(x)$), on peut essayer de laisser leurs paramètres libres dans l'ajustement.

δ/ Fusion gg "libre"

On obtient ainsi l'ajustement indiqué sur la figure VII 7 avec 100 % de fusion gluon-gluon : les paramètres obtenus sont $\eta_N = 5,3 \pm 0,7$ et $\eta_\pi = 1,5 \pm 0,2$.

La valeur obtenue pour le nucléon est en assez bon accord avec la valeur mesurée dans un processus différent par l'expérience CDHS ($\eta_N = 5,3$ à $Q^2 = 20$ GeV²) ou par CFS ($\eta_N = 4,1$ à $Q^2 = 36$ GeV²). Mais la distribution en x des gluons dans le pion est beaucoup plus "dure" que ce qu'on attendait ($\eta_\pi \simeq 3$) : c'est nécessaire pour pouvoir produire des ψ avec un $\bar{x}$ plus grand.

ε/ Corrections

L'émission de gluons mous pour obtenir un ψ va nécessiter la création d'une paire $c\bar{c}$ à une masse plus élevée que celle du ψ. L'argument de dualité employé (Fritzsch, ref.164) dit que la probabilité de création d'un état lié $c\bar{c}$ au-dessous du seuil $D\bar{D}$ est proportionnelle à la probabilité de créer un état libre $c\bar{c}$ entre 2 fois la masse du quark c et 2 fois la masse du D.

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}(\psi)}{dx} = \sum_q \int_{4m_c^2}^{4M_D^2} dQ^2 \, \hat{\sigma}^{q\bar{q}\to c\bar{c}}(Q^2) \, \frac{1}{Q^2} \, \frac{f_q(x_1)\, g_{\bar{q}}(x_2) + f_{\bar{q}}(x_1)\, g_q(x_2)}{\sqrt{x^2 + 4Q^2/s}} \qquad (10)$$

$$\frac{d\sigma_{gg}(\psi)}{dx} = \int_{4m_c^2}^{4M_D^2} dQ^2 \, \hat{\sigma}^{gg\to c\bar{c}}(Q^2) \, \frac{1}{Q^2} \, \frac{f_g(x_1)\, g_g(x_2)}{\sqrt{x^2 + 4Q^2/s}} \qquad (11)$$

Les sections efficaces des processus élémentaires ont été calculées par Gluck-Owens-Reya (ref.165) :

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q}\to c\bar{c}} = \frac{2}{9}\,\frac{4\pi\alpha_s^2}{3Q^2}\,\left(1+\frac{\gamma}{2}\right)\sqrt{1-\gamma} \qquad (12)$$

$$\hat{\sigma}_{gg\to c\bar{c}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{3Q^2}\left[\left(1+\gamma+\frac{\gamma 2}{16}\right)\ln\frac{1+\sqrt{1-\gamma}}{1-\sqrt{1-\gamma}} - \left(\frac{7}{4}+\frac{31}{16}\gamma\right)\sqrt{1-\gamma}\right] \qquad (13)$$

avec $\gamma = (2m_c)^2/Q^2$.

Compte tenu de la décroissance très rapide de $\hat{\sigma}/Q^2$ en fonction de Q^2, Jones et Wyld (ref. 166) remarquent que l'on peut sortir les fonctions de structure (qui varient lentement en fonction de Q^2) de l'intégrale et calculent $\int \hat{\sigma}/Q^2\, dQ^2$.

L'approximation faite dans les équations (8) et (9) est ainsi justifiée.

Cependant Carlson et Suaya (ref.158) et Kuhn (ref.160) montrent que le mécanisme d'émission du gluon entraine une suppression des masses $M_{c\bar{c}}$ très proches de M_ψ en $(M_{c\bar{c}} - M_\psi)^3$, analogue au facteur k^3 électromagnétique.

Pour nous, ce décalage en masse du système $c\bar{c}$ entraine un décalage en x de la distribution à cause de la forme des fonctions de structure : prenant le cas extrême où $M_{c\bar{c}} = 3{,}7$ GeV, on obtient $\bar{x}_{c\bar{c}} = \bar{x} + 0{,}013$, ce qui va bien dans le sens observé sur la distribution expérimentale ; mais la désintégration $c\bar{c} \to \psi g$ donne $\bar{x}_\psi = \bar{x}_{c\bar{c}} - 0{,}019$ soit un décalage final très faible $\bar{x}_\psi = \bar{x} - 0{,}006$: les effets des 2 processus se sont compensés et la valeur moyenne de la distribution en x est très peu affectée.

Une simulation analogue montre que la production $gg \to \chi$ suivie de la désintégration $\chi \to \psi\gamma$ ne change pas la valeur moyenne de la distribution en x.

Remarquant que le mécanisme envisagé ne s'appliquait que lorsque le moment transverse (p_T) du ψ était faible (d'autres effets apparaissant à grand p_T , cf. partie D), nous avons sélectionné les événements où le p_T du ψ était inférieur à 1 GeV/c : la valeur moyenne de la distribution expérimentale devient $\bar{x}$ + 0,008 ce qui est négligeable.

Enfin Teper (ref.167) montre que, pour un x supérieur à une valeur limite, de nouveaux processus entrent en action où deux partons d'un même hadron forment le ψ : ce ne sont plus alors les fonctions de structure qui déterminent la distribution en x mais des fonctions d'autocorrélation. Pour nous, cette valeur limite est x > 0,5 et cet effet est négligeable.

Ces corrections auront donc un effet assez faible sur la forme de la distribution en x.

Mais les barres d'erreur expérimentales sont trop grandes avec ce traitement préliminaire, pour pouvoir ajuster à la fois la proportion $q\bar{q}/gg$ et les paramètres η_π et η_N . Une proportion de $q\bar{q}$ variant entre 0 % et 60 % est possible. Cependant on peut remarquer que, malgré les grandes différences de forme entre les fonctions de structure des gluons (du modèle naif et des ajustements correspondant à différentes contributions $q\bar{q}$: η_π variant de 1,5 à 2,2 et η_N de 5 à 11), l'intégrale

$$F_{gg}(M_\psi/\sqrt{s}) = \int \frac{f_g(x_1)\ g_g(x_2)}{\sqrt{x^2 + 4M^2/s}}$$

(utilisée pour le calcul des sections efficaces totales et de $g^2_{\psi gg}/4\pi$) varie de moins de 10 %.

Le traitement plus précis des données qui sera effectué par Gary Mac Ewen permettra de fixer plus précisément η_π , mais la valeur élevée de $\bar{x}$ conduit nécessairement, avec ces hypothèses, à une valeur de η_π nettement inférieure à 3.

c/ Couplages utilisés

Une autre méthode, plus précise, permet de mesurer l'importance relative des deux mécanismes : c'est la comparaison des sections efficaces de production du ψ avec des faisceaux de protons et d'antiprotons. En effet la contribution des gluons et des quarks de la mer est la même mais il y a, pour les antiprotons, une contribution valence-valence qui n'existe pas pour les protons.

Nous ne pouvons appliquer cette méthode car nous n'avons pas eu de faisceau d'antiprotons (le nombre de ψ obtenus aurait été trop faible à cause du flux d'antiprotons).

Nous utiliserons les données (ref. 168) obtenues par l'expérience NA3 ("beam-dump") à une énergie voisine de la nôtre (150 et 200 GeV/c) : le rapport des sections efficaces qu'ils mesurent est :

$$\frac{\sigma(pN \to \psi X)}{\sigma(\bar{p}N \to \psi X)} = 0{,}70 \pm 0{,}16 \text{ à } 200 \text{ GeV/c}$$

et $0{,}50 \pm 0{,}08$ à 150 GeV/c.

La variation du rapport en fonction de l'énergie $\sqrt{s}$ provient de l'importance plus grande du terme valence-valence quand $\sqrt{s}$ diminue (fig. VII 2). Ils obtiennent ainsi :

$$R = \frac{(g^2_{\psi q\bar{q}} / 4\pi)}{(g^2_{\psi gg} / 4\pi)} = 5{,}5 \pm 2{,}2 \quad .$$

La section efficace de 120 nb/nucléon que nous mesurons en π-Be à 190 GeV/c correspond donc à $(g^2_{\psi q\bar{q}} / 4\pi) = 8{,}5\ 10^{-5}$ et $(g^2_{\psi gg} / 4\pi) = 1{,}6\ 10^{-5}$ avec $F_{q\bar{q}}(M_\psi/\sqrt{s}) = 0{,}43$ et $F_{gg}(M_\psi/\sqrt{s}) = 2{,}4$.

Les mécanismes $q\bar{q}$ et gg contribuent alors chacun pour 50 % à la section efficace ; l'erreur sur R donne 50 ± 10 %.

Cette valeur correspond au ψ_{total} mesuré mais elle doit être la même pour le ψ_{direct} : l'hypothèse (χ_2 = 100 % gg, χ_1 = 100 % $q\bar{q}$) ou l'hypothèse ($\chi_1 = \chi_2 = \psi$ = 50 % gg, 50 % $q\bar{q}$ possible avec des gluons mous) donnent le même résultat car les contributions des 2χ à notre section efficace sont du même ordre de grandeur : de plus le ψ' doit avoir les mêmes contributions que le ψ direct.

La contribution des quarks à la production du ψ se répartit ainsi :

$$V_\pi V_N = 41\ \%, \quad V_\pi S_N = 23\ \%, \quad S_\pi V_N = 29\ \%, \quad S_\pi S_N = 7\ \%\ .$$

L'ajustement correspondant pour les gluons avec nos ψ, donne $n_\pi = 2{,}2 \pm 0{,}4$ et $n_N = 11 \pm 2$.

Les constantes de couplage correspondant à la production de nos ψ directs ($\sigma \simeq 66$ nb) valent donc :

$$(g^2_{\psi q\bar{q}} / 4\pi) = 4{,}8\ 10^{-5} \quad \text{et} \quad (g^2_{\psi gg} / 4\pi) = 0{,}87\ 10^{-5}\ .$$

3/ Evolution en fonction de M et $\sqrt{s}$

Comme on le voit sur la figure VII 2, la comparaison des productions de résonances de masses différentes ou à des énergies $\sqrt{s}$ différentes, va être sensible aux contributions relatives des différentes fonctions de structure utilisées.

a/ Variation en fonction de la masse

Dans notre expérience, nous avons mesuré de nombreuses résonances : ψ, χ_1, χ_2, ψ', T mais les constantes de couplage $g^2/4\pi$ correspondantes peuvent être fortement différentes.

Nous ne comparerons donc que des résonances semblables : même spin (1), ondes S, désintégrations interdites par la règle de Zweig. On peut espérer que les différences de couplage ne dépendront que de la fonction d'onde à l'origine du système $Q\bar{Q}$ considéré (ψ, ψ', T) :

$$\frac{g^2}{4\pi} \propto \frac{|\psi(0)|^2}{M^3}$$

Connaissant les valeurs des constantes de couplage, la section efficace pour le ψ direct et les fonctions de structure, on peut alors essayer de calculer les sections efficaces attendues pour le ψ' et le T avec :

$$\sigma_{q\bar{q}} = \frac{4\pi^2}{M^2} \left(\frac{g^2_{q\bar{q}}}{4\pi} \right) F_{q\bar{q}}(M/\sqrt{s}) \qquad (14)$$

et

$$\sigma_{gg} = \frac{4\pi^2}{M^2} \left(\frac{g^2_{gg}}{4\pi} \right) F_{gg}(M/\sqrt{s}) \qquad (15)$$

par intégration sur x des formules (8) et (9).

Les fonctions d'onde ont été calculées au Chapitre IV : on peut d'ailleurs remarquer que l'ajustement $|\psi(0)|^2 \propto M^{1,95} \simeq M^2$ permet d'attendre des résultats très proches de ceux de la paramétrisation $\sigma \propto \frac{4\pi}{M^3} F(M/\sqrt{s})$ souvent utilisée (ref. 169).

Les facteurs réduisant les sections efficaces par rapport au ψ et normalisés au ψ ($F_{q\bar{q}} = 0,43$, $F_{gg} = 2,42$) sont donnés dans la table suivante.

La contribution des gluons F_{gg} est calculée avec le modèle naif ($n_\pi = 3$, $n_N = 5$) ; entre parenthèses est donnée la valeur correspondant aux paramètres ajustant au mieux notre distribution en x ($n_\pi = 2,2$, $n_N = 11$).

	ψ direct	ψ' direct	T direct	T' direct
$\frac{\lvert\psi(0)\rvert^2}{M^3}$ normalisé au ψ	1	0,37	0,39	0,16
$1/M^2$ " "	1	0,70	0,107	0,096
$F_{q\bar{q}}$ " "	1	0,77	0,046	0,035
f_{gg} naïf " "	1	0,66	0,0061	0,0037
($\eta_\pi = 2,2$ $\eta_N = 11$)		(0,59)	(0,001)	(0,0004)
$\sigma_{q\bar{q}}$	33 nb	6,6 nb	66 pb	17 pb
σ_{gg}	33 nb	5,9 nb	9 pb	2 pb
σ_{tot}	66 nb	12,5 nb	75 pb	19 pb

La production attendue pour le ψ' est essentiellement directe et on voit que la faible section efficace (17 nb) que nous mesurons (et qui est en accord avec les résultats d'autres expériences à la même énergie) est assez bien expliquée par ces facteurs simples.

A cause de la valeur élevée de $M/\sqrt{s}$ pour le T (fig. VII 2), la production est dominée par la fusion $q\bar{q}$. Les contributions attendues sont :

$$V_\pi\ V_N = 92\ \%\ ,\ V_\pi\ S_N = 6\ \%,\ S_\pi\ V_N = 2\ \%\ ,\ S_\pi\ S_N \simeq 0{,}03\ \%\ .$$

La section efficace calculée est un peu trop élevée car elle ne correspond qu'à la production directe du T : nous mesurons 66 pb pour la production totale qui contient probablement de nombreuses contributions d'autres états $b\bar{b}$; si le T avait les mêmes contributions que le ψ, la prédiction serait déja 2,2 fois trop élevée ; or la situation est probablement pire (cf chapitre IV) ; la même remarque s'applique pour le T'.

Enfin, l'effet de violation possible de l'invariance d'échelle (obtenu en comparant l'emploi pour la production du T, des fonctions de structure de quarks de Buras Gaemers à $Q^2 = (4{,}65\ \text{GeV})^2$ et $Q^2 = (9{,}46\ \text{GeV})^2$) est inférieur à 20 % pour le T ; il était inférieur à 10 % pour le ψ.

b/ Variation en fonction de l'énergie $\sqrt{s}$

Nous pouvons aussi essayer de comparer nos résultats à ceux d'autres expériences ayant travaillé à une énergie différente ; l'effet des fonctions de structure ne dépendant que de $M/\sqrt{s}$, on peut comparer les contributions attendues en fonction de l'énergie disponible sur un diagramme x_1-x_2 (fig VII 2).

α/ Interactions π-N à 40 GeV/c

Pour les interactions π-N les expériences sont peu nombreuses et nous comparerons nos résultats à ceux de l'expérience Ω (thèse de A. Romana, ref. 170) à 40 GeV/c ($\sqrt{s} \simeq 8{,}6$ GeV).

La comparaison des positions des ψ et ψ' dans le diagramme x_1 x_2 est indiquée sur la figure VII 8.

A cette énergie plus faible, on attend une contribution plus grande du mécanisme de fusion quark-antiquark (valence-valence) :
le rapport $\frac{\sigma(pN \to \psi X)}{\sigma(\bar{p}N \to \psi X)} = 0,12$ est beaucoup plus bas que celui mesuré par l'expérience NA3 à notre énergie (0,71).

Considérant les mécanismes de fusion quark-antiquark et gluon-gluon pour les interactions π-N, les proportions obtenues sont 75 % $q\bar{q}$, 25 % gg (à comparer à 50 % - 50 % pour nous), ce qui correspond bien à des proportions intermédiaires entre le ψ et le T à notre énergie (comme on l'attend à partir de la figure VII 8).

Les constantes de couplage obtenues (après correction d'un facteur de couleur qui n'est appliqué qu'aux quarks dans la ref. 170) sont :

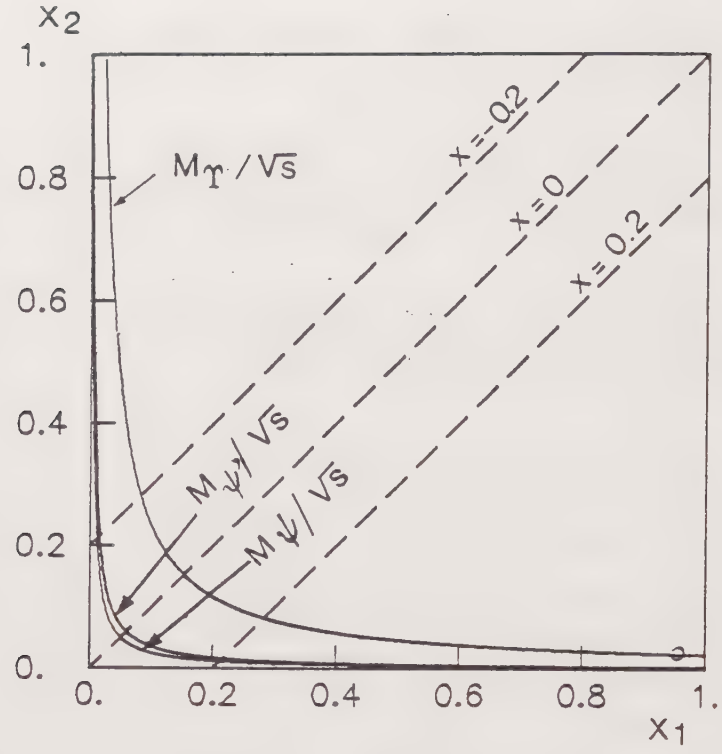
$$\begin{cases} g^2_{\psi q\bar{q}}/4\pi = 10 \pm 0,3\ 10^{-5} \\ g^2_{\psi g g}/4\pi = 1,7 \pm 0,2\ 10^{-5} \end{cases}$$

soit un rapport $R = 5,9 \pm 0,9$.

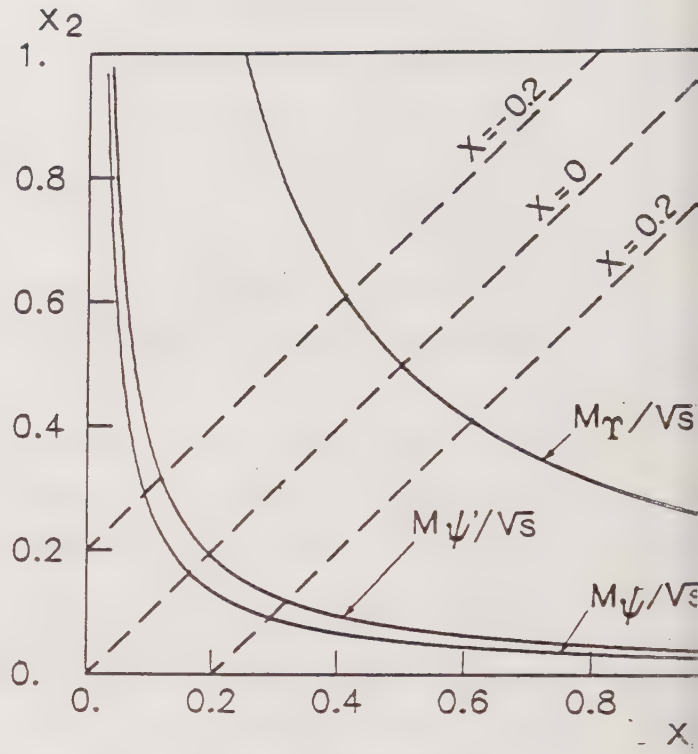
Ces valeurs sont compatibles avec celles que nous avons utilisées (les fonctions de structure des quarks utilisées dans ref. 170 sont légèrement différentes de celles obtenues par l'expérience NA3 que nous avons utilisées, d'où une différence sur $g^2_{q\bar{q}\psi}$).

A cette énergie, des difficultés apparaissent aussi dans l'ajustement de la distribution en x du ψ par un modèle simple ; le maximum expérimental est, dans ce cas, à un x plus petit que ce qui est attendu.

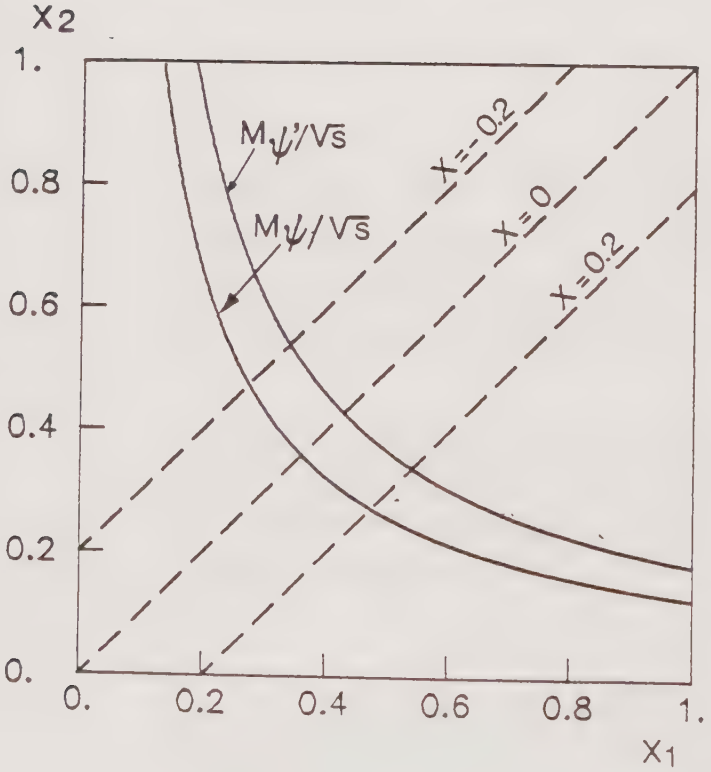
Enfin Romana a comparé la production du ψ et du ψ' à 40 GeV/c ; la très grande valeur obtenue 40 ± 13 % est incompatible avec la nôtre (ou celle de l'expérience CIP : 18 ± 4,5 % à 225 GeV/c (ref. 171)) et inexplicable par des facteurs simples. N'ayant pas de possibilité de vérifier la forme du fond



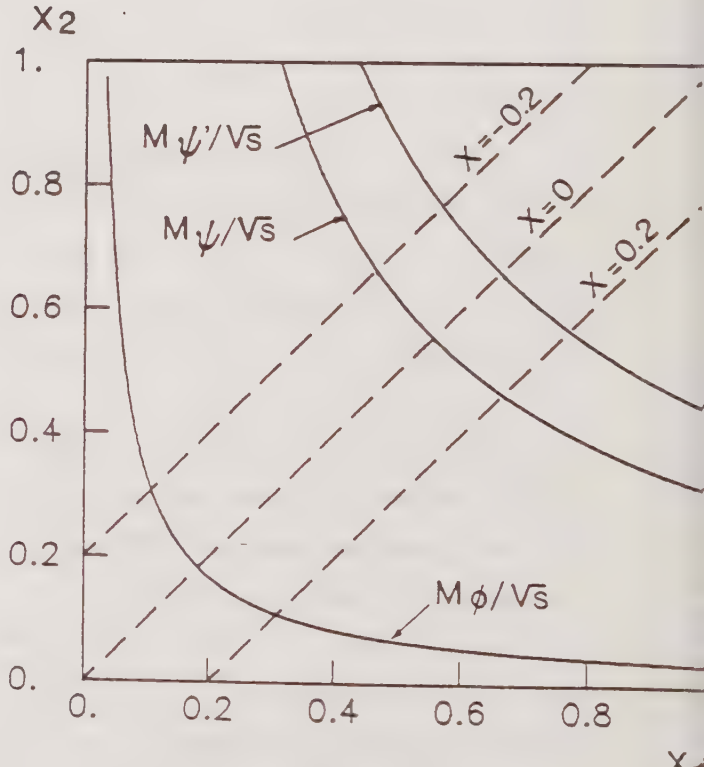
ISR
$\sqrt{s}$ = 62 GeV



WA 11
$\sqrt{s}$ = 19 GeV



Ω $\sqrt{s}$ = 8.6 GeV



ABBCCLVW
$\sqrt{s}$ = 5.7 GeV

Fig. VII 8

au-dessus de 2,5 GeV par manque de statistique et la résolution en masse étant assez mauvaise ("beam dump" !) il se pourrait que le ψ' soit surévalué dans cette expérience.

β/ Interactions proton-proton

L'existence d'anneaux de stockage proton-proton (ISR) a permis de produire le ψ et les Υ à des énergies ($\sqrt{s}$ = 62 GeV) impossibles à obtenir actuellement pour les interactions π-N.

La région des fonctions de structure utilisée à cette énergie pour le ψ et le Υ est indiquée figure VII 8.

Le Υ à cette énergie correspond au ψ à la nôtre mais l'absence du mécanisme valence-valence dans l'interaction proton-proton, donne une production du Υ par la fusion gluon-gluon essentiellement.

De nombreuses mesures de production du ψ et du Υ dans les interactions proton-proton à différentes énergies ont été effectuées ; elles ont été rassemblées par L. Camilleri (fig.VII 9, d'après ref. 172).

L'absence de mesure de distributions complètes en x conduit à comparer les sections efficaces différentielles à x=0, ce qui n'est pas gênant car en proton-proton, par symétrie, $\bar{x}$=0.

Le rapport attendu $\frac{\sigma B(\psi \to \mu^+\mu^-)}{\sigma B(\Upsilon \to \mu^+\mu^-)}$ est alors 100. Sur la figure VII 9 où les résultats expérimentaux pour le Υ sont portés en fonction de $M/\sqrt{s}$, on voit que l'ajustement de la forme obtenue pour le ψ (trait plein) reproduit très bien la forme mesurée pour le Υ mais qu'il y a un facteur 5 dans la normalisation absolue.

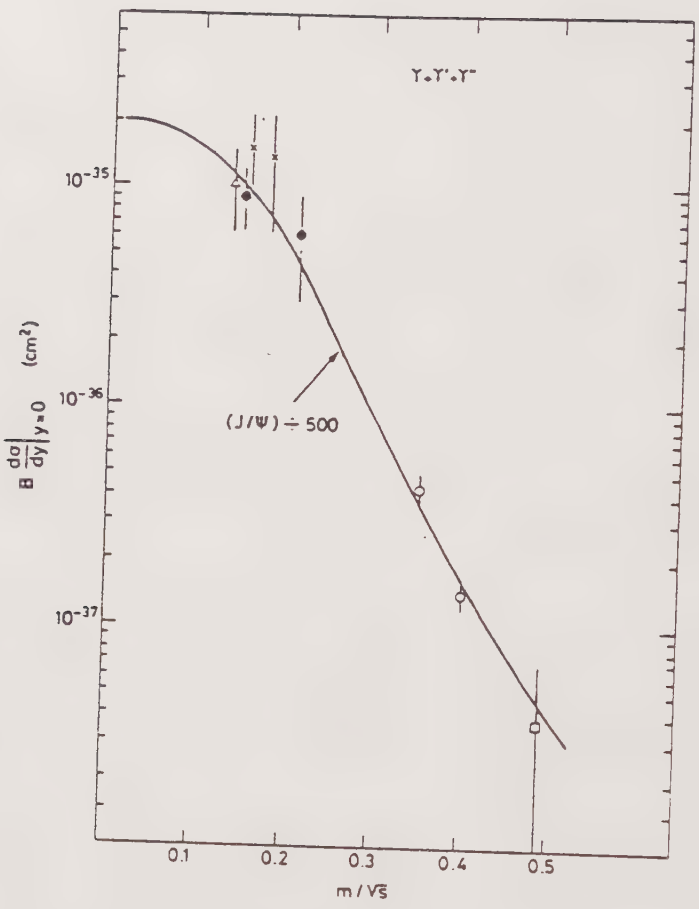

10^{-35}
10^{-36}
10^{-37}
$B \frac{d\sigma}{dy}\Big|_{y=0}$ (cm²)
(J/Ψ) ÷ 500
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
m/√s

Fig. VII 9

Le facteur que nous avons entre le ψ et le Υ se retrouve donc dans un processus différent (gluon-gluon au lieu de quark-antiquark).

L'argument de Donnachie-Landshoff (ref. 173) qui expliquait la production plus faible du Υ à notre énergie par la suppression de la mer $b\bar{b}$ et de la production associée $\Upsilon b\bar{b}$, semble moins valable à ces énergies élevées.

γ/ Interactions π-N $\rightarrow \Phi$ à 16 GeV/c

Nous comparerons nos résultats à ceux obtenus en chambre à bulles par l'expérience ABBCCLVW (ref 174) à 16 GeV/c.

La production du $\Phi(1020) = s\bar{s}$ à cette énergie se situe dans la même région cinématique que le ψ pour nous (fig. VII 8). Dans les interactions πN à 16 GeV/c, la distribution en x_L du Φ (fig VII 10 d'après ref. 174) a une forme très voisine de celle que nous observons pour le ψ (trait plein fig. VII 10 avec normalisation arbitraire) ; malgré la présence de paires $s\bar{s}$ dans la mer, leur contribution calculée est très faible.

Cette expérience a pu aussi utiliser un faisceau de K^- (contenant comme quark de valence un quark s, composant du Φ !). La distribution en x_L , sensiblement la même à $x_L \simeq 0$, montre un grand excès d'événements à grand x_L traduisant la formation du Φ à partir du quark s de valence du K- (fig VII 10). Compte tenu du faible temps de vie du D et de sa section efficace de production, il est impossible d'avoir des faisceaux de D pour faire une mesure analogue pour le ψ!

Pour comparer les différentes productions, ils prennent une formule différente de la nôtre ($M^3\sigma/\Gamma_{had}$ au lieu d'utiliser $|\psi(0)|^2$), donnant des résultats plus petits pour les particules φ, ω, ρ dont les désintégrations ne violent pas la règle de Zweig ; cette expérience a rassemblé quelques mesures pour la production des ω, ρ, ψ, ψ', Υ à différentes énergies (fig. VII 11 d'après ref. 174). Nous avons ajouté sur cette

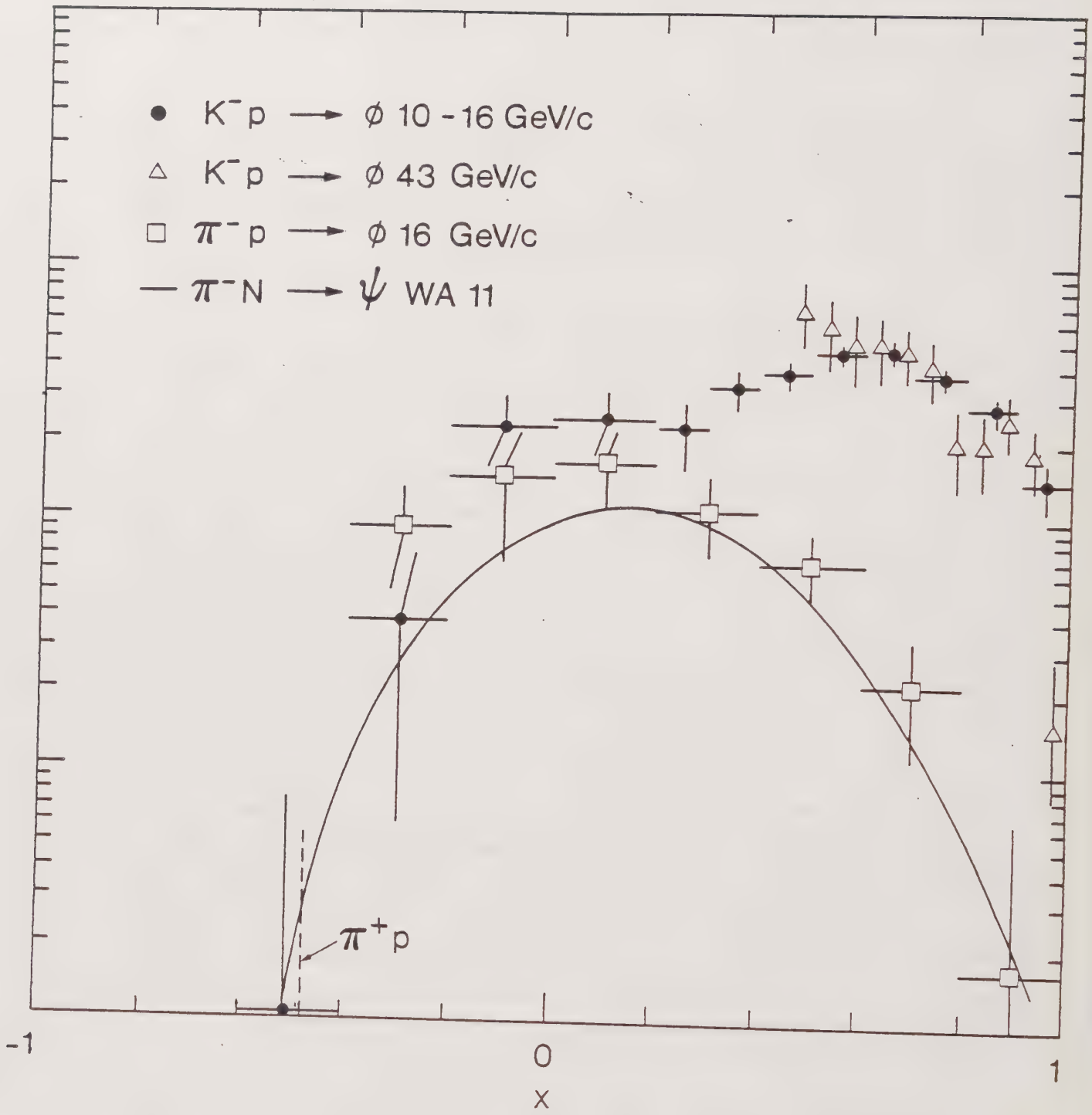


Fig. VII 10

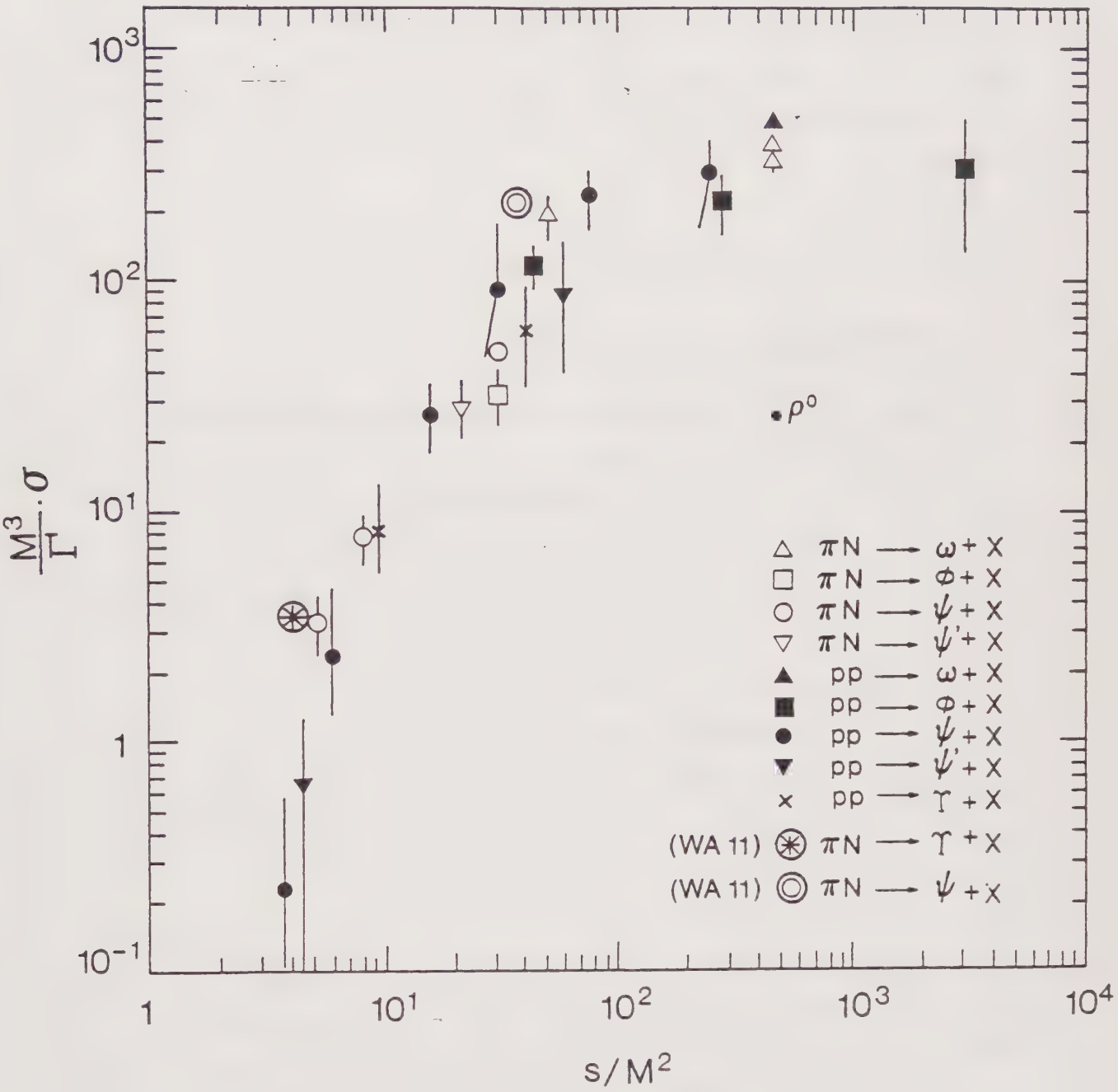

10^3
10^2
10^1
1
10^{-1}
$\frac{M^3}{\Gamma}.\sigma$
1
10^1
10^2
10^3
10^4
s/M^2
ρ^0
$\pi N \rightarrow \omega + X$
$\pi N \rightarrow \Phi + X$
$\pi N \rightarrow \psi + X$
$\pi N \rightarrow \psi' + X$
$pp \rightarrow \omega + X$
$pp \rightarrow \Phi + X$
$pp \rightarrow \psi + X$
$pp \rightarrow \psi' + X$
$pp \rightarrow \Upsilon + X$
(WA 11) $\pi N \rightarrow \Upsilon + X$
(WA 11) $\pi N \rightarrow \psi + X$

Fig. VII 11

figure nos points pour le ψ et le T. On voit que, excepté pour le ρ^0 dont la grande largeur hadronique semble rendre leur formule inapplicable, tous les points se retrouvent sur une courbe universelle (traduisant l'effet des fonctions de structure) à un facteur 5-10 près (les deux échelles sont logarithmiques). Ceci, compte tenu de la grande diversité des expériences, est un résultat encourageant pour ce genre de modèles ; on peut remarquer toutefois que, pour le ω et le ρ, les composants sont des quarks de valence des cibles et projectiles !

IV/ Utilisation des hadrons associés

1/ Etude inclusive des hadrons

Comme on l'a vu en A/I/2/, ou directement sur la figure VII 2, la connaissance de la masse et du x_L du système $\mu+\mu-$ permet de connaitre la fraction d'impulsion x_1 du parton du $\pi-$ qui a interagit ; on connait donc ainsi la fraction d'impulsion $x_{tot} = 1-x_1$ emportée par les fragments restants du $\pi-$. Deux cas sont possibles :

- le parton du $\pi-$ interagissant est un antiquark $\bar{u}$ (fig. VII 12) ; les fragments restants du $\pi-$ contiennent donc un quark d de charge électrique Q = -1/3 et coloré dans un état "triplet de couleur" ("3" = R ou B ou V). C'est le cas pour le mécanisme de Drell-Yan (94 % des interactions sont dues au quark $\bar{u}$, voir partie A).

- le parton du $\pi-$ interagissant est un gluon g (fig. VII 13) ; les fragments du $\pi-$ contiennent donc un système ($\bar{u}$d) de charge électrique Q=-1 et coloré par la perte du gluon ($R\bar{B}$ ou $B\bar{V}$ ...) dans un état "octet de couleur" ("8" = $\bar{R}B$ ou $\bar{B}V$ ...). On a vu au §III que ce mécanisme est important pour produire nos ψ.

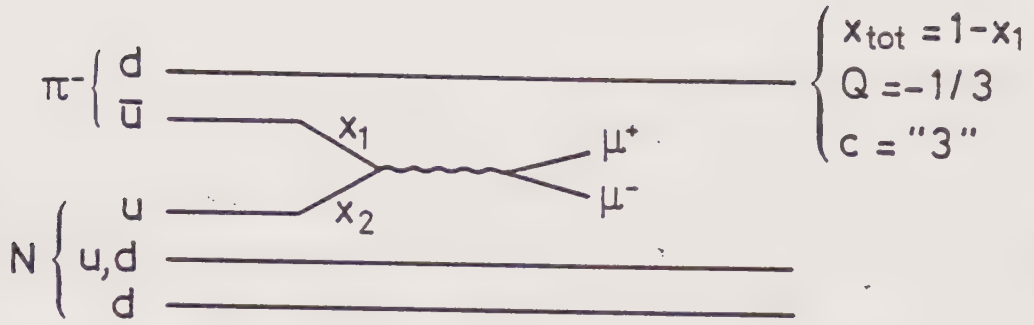


Fig. VII 12

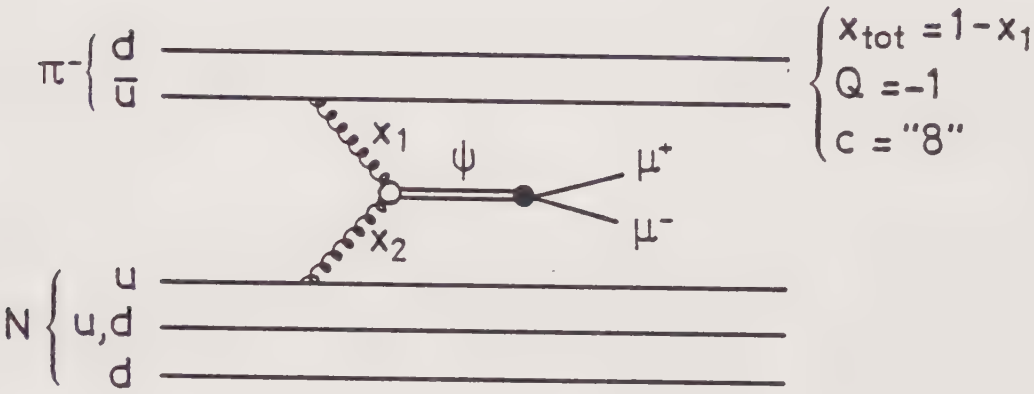


Fig. VII 13

a/Charge électrique

α/ Modèle théorique

Dans le cas simple du mécanisme de Drell Yan, le quark d ne semble pas sortir libre : son énergie sert à matérialiser des paires quark-antiquark ($q\bar{q}$ = $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$) et il apparait à l'intérieur d'un hadron ($d\bar{q}$) parmi d'autres hadrons.

Pratiquement on ne peut que mesurer la charge électrique de ces hadrons et voir l'influence de la présence du quark initial.

Pour éviter la contamination par la fragmentation du nucléon (cf. b/) on ne considérera que les hadrons produits vers l'avant (y>0).

Cette coupure va déterminer la charge attendue ; en effet, on voit sur la figure VII 14 que la charge totale mesurée à y>0 ne dépendra que de la charge du premier quark (d) et du dernier ($\bar{q}^0$) de la chaine (les charges de toutes les autres paires s'annulent !) : $Q = Q_d + Q_{\bar{q}_0}$.

$$\text{Donc} \begin{cases} \text{si } \bar{q}_0 = \bar{u}, & Q = -1 \\ \text{si } \bar{q}_0 = \bar{d}, & Q = 0 \\ \text{si } \bar{q}_0 = \bar{s}, & Q = 0 \end{cases}$$

La charge Q dépend donc des probabilités P de formation d'une paire ($u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$ ou $s\bar{s}$) à y=0.

Les cas extrêmes possibles sont :

- symétrie SU2 : $P(\bar{u}) = P(\bar{d}) = 0,5$ et $P(\bar{s}) = 0$ d'où $Q = -0,50$
- symétrie SU3 : $P(\bar{u}) = P(\bar{d}) = P(\bar{s}) = 1/3$ d'où $Q = -0,33$

Dans le modèle de Field-Feynmann (ref. 175),
$P(\bar{u}) = P(\bar{d}) = 0,4$ et $P(\bar{s}) = 0,2$ d'où $Q = -0,40$

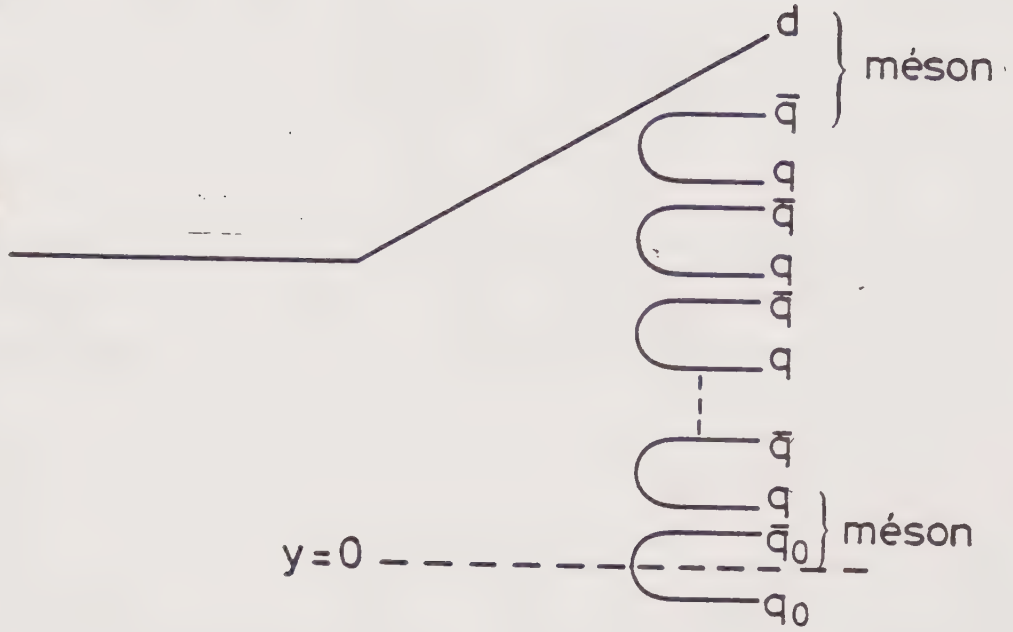


Fig. VII 14

β/ Nos mesures

L'analyse et les corrections complexes d'acceptance (dues à la zone inefficace des chambres autour du faisceau, fig. III 15 et 16) ont été effectuées par Bolek Pietrzyk et sont détaillées dans la ref. 176 .

On porte la rapidité de chaque particule (dans le centre de masse de la réaction) avec un poids égal à sa charge électrique et on normalise au nombre d'événements (fig VII 15 après correction d'acceptance) :

$$\frac{dQ}{dy} = \frac{1}{N_{eve}} \frac{N^+ - N^-}{dy}$$

On peut ainsi comparer les distributions associées au Drell-Yan, au ψ et aux réactions inclusives π-N à 192 GeV/c dans notre expérience.

Nous mesurons une charge intégrée :

$Q = -0,36 \pm 0,05$ avec le Drell-Yan

$Q = -0,60 \pm 0,08$ avec le ψ

$Q = -0,76 \pm 0,1$ pour les inclusives π-N

La charge associée au ψ est nettement plus négative que celle associée au Drell-Yan, comme on l'attend d'une contribution importante du mécanisme de fusion gluon-gluon.

On remarque aussi que la valeur mesurée pour les interactions π-N n'est pas -1 mais -0,76 ; les résultats de chambre à bulles (ref. 177) montrent que cette valeur change avec l'énergie (ils ont la même valeur que nous à notre énergie). On peut l'interpréter comme étant due à la contribution à y positif de particules venant de la fragmentation du nucléon.

Corrigeant de ce facteur nos résultats, nous obtiendrions:

$Q = -0,47 \pm 0,05$ avec le Drell-yan

$Q = -0,79 \pm 0,08$ avec le ψ

$Q = -1$ avec les interactions π-N

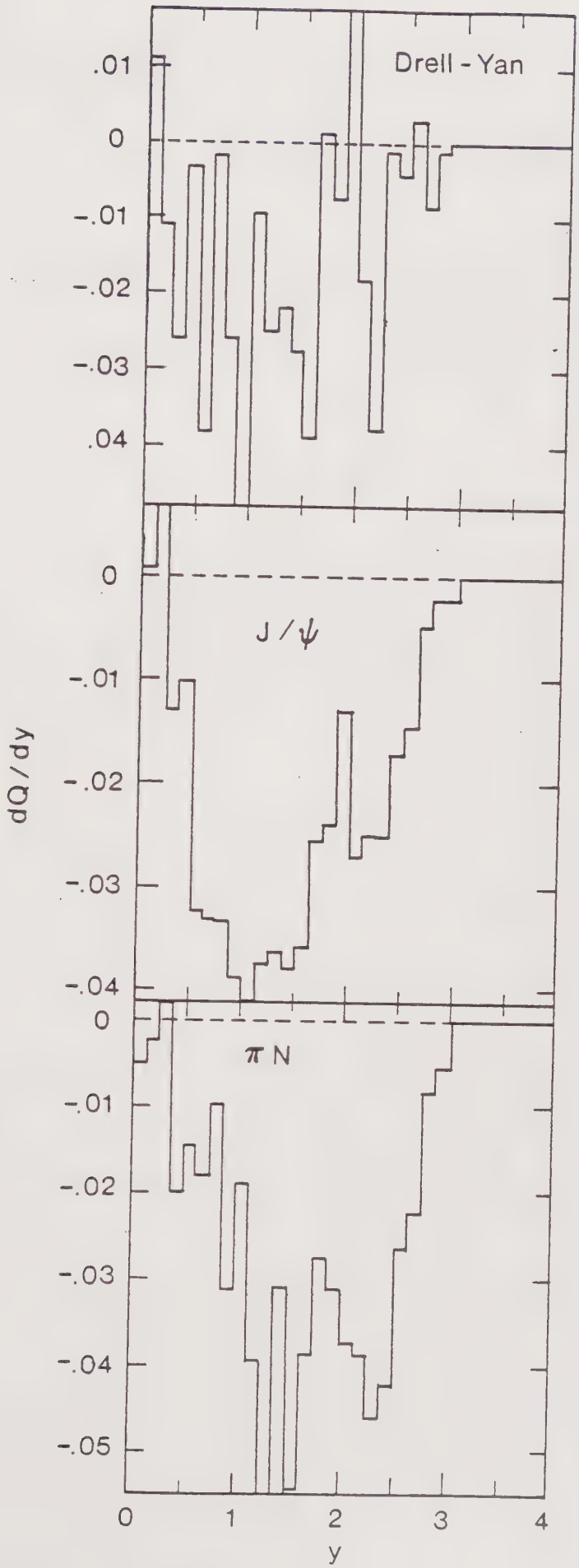


Fig. VII 15

Si l'on admet que les interactions π-N sont dues pour 100 % au mécanisme de fusion gluon-gluon, on obtient ainsi qu'environ 40 % des ψ sont formés par fusion quark-antiquark, en accord avec les résultats du § III !

L'effet dû à la saveur des quarks (charge électrique) étant mis en évidence, on peut chercher si on observe un effet dû à la couleur différente ("3" ou "8") des systèmes produits vers l'avant.

b/ Multiplicité

Brodsky et Gunion (ref. 178), appliquant QCD à des phénomènes à longue distance, prédisent que la multiplicité d'un octet de couleur qui se fragmente doit être plus de deux fois plus élevée (9/4) que la multiplicité correspondante pour un triplet de couleur.

Nos mesures (fig VII 16) de la multiplicité vers l'avant en fonction de x_{TOT} montrent que le ψ et le Drell-Yan donnent des résultats remarquablement semblables : cet effet de couleur n'apparait pas. D'autres théoriciens (ref. 179) avaient cependant prévu 1 au lieu de 9/4.

Bolek Pietrzyk (ref. 176) a montré aussi que la fragmentation observée dans notre expérience pour les trois processus était la même (et identique à celle observée en anneaux de collisions ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$) à partir d'objets ponctuels) malgré la grande diversité des processus.

La même analyse aurait pu être faite pour le nucléon à partir des hadrons produits à $y < 0$. Mais notre expérience a une acceptance plus mauvaise dans cette région (fig III 15 et 16) et surtout l'interaction avait lieu non pas sur un nucléon libre mais sur un noyau de béryllium.

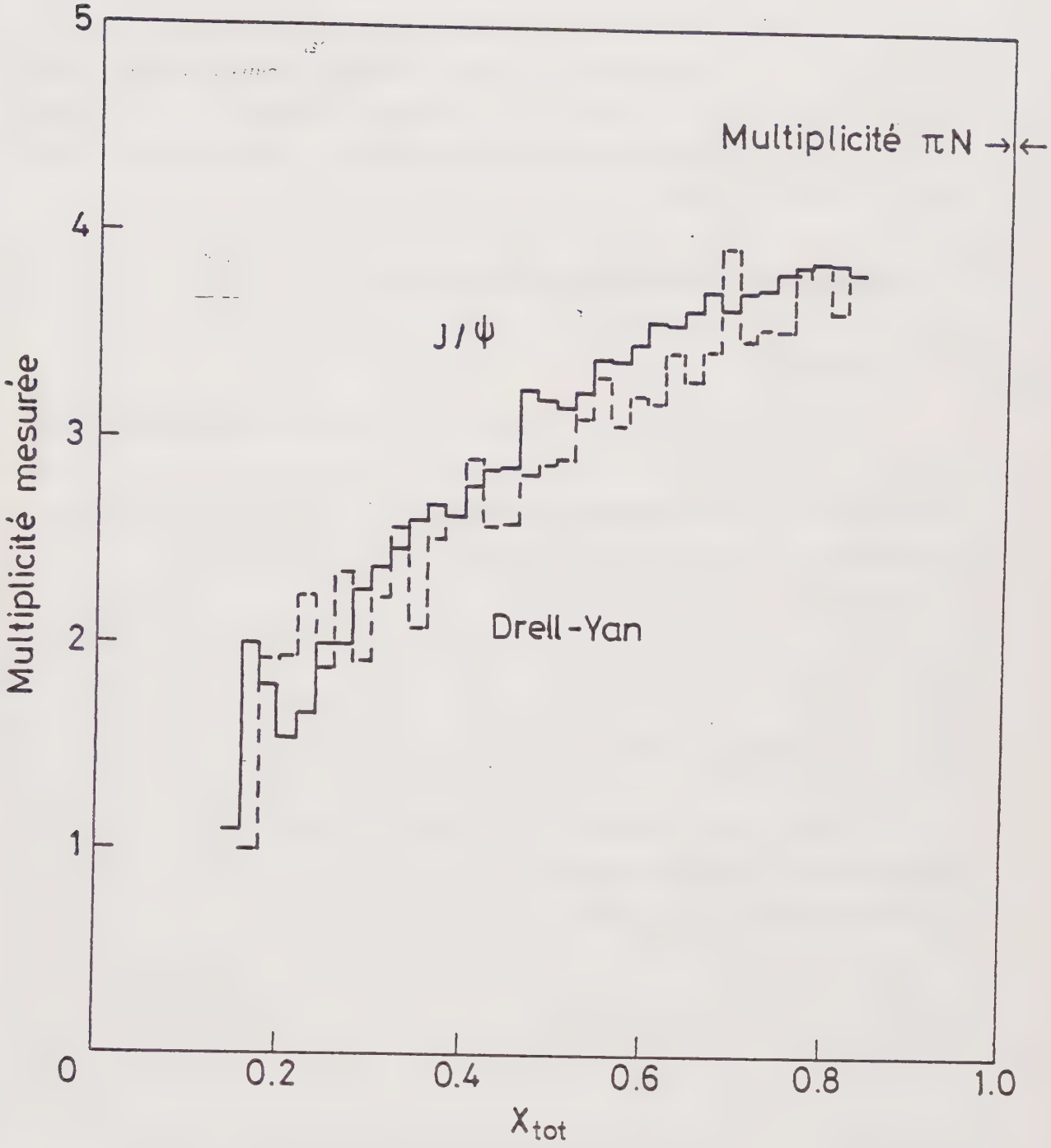

Multiplicité πN
J/ψ
Drell-Yan
Multiplicité mesurée
X tot
0
1
2
3
4
5
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0

Fig. VII 16

L'expérience de Heidelberg-Lund au CERN (ref 180) a montré que les hadrons produits dans cette région (y<0) traduisent surtout des effets nucléaires ("réinteractions ..."). Vers l'avant (y>0), ces effets sont faibles (<15 %) et perturbent donc peu nos résultats.

2/Recherche d'états caractéristiques (gluonium)

a/Motivation

La motivation de cette recherche, due à John Ellis, a été de remarquer que, le ψ étant produit abondamment par fusion gluon-gluon, la présence d'états octet de couleur favorisera la formation d'états liés gluon-gluon (ou gluonium).

Un bon candidat (ι) pour cet état a été découvert à Starford dans la réaction $e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow \gamma gg$, $gg \rightarrow KK\pi$

par deux expériences :

α/ l'expérience MARK II (ref. 181) observe le mode $K^\circ K^\pm\pi^\mp$ à une masse de 1440 MeV et mesure :

$$B(\psi \rightarrow \gamma\iota)\ B(\iota \rightarrow K^\circ K^\pm\pi^\mp) = 3,6 \pm 1,4\ 10^{-3}$$

β/ l'expérience Crystal Ball (ref. 182) observe le mode $K^+K^-\pi^0$ à la même masse et mesure :

$$B(\psi \rightarrow \gamma\iota)\ B(\iota \rightarrow K^+K^-\pi^0) = 4,0 \pm 1,2\ 10^{-3}$$

L'analyse spin-parité de cette dernière expérience donne $J^{PC} = 0^{-+}$ (impossible pour un état lié $q\bar{q}$ mais possible pour gg), ce qui distingue cet état d'un état $q\bar{q}$ ($J^{PC} = 1^{++}$) déjà connu à une masse voisine : le E(1420) ; le E(1420) $\simeq s\bar{s}$ appartient au même nonet SU3 que le A_1 ou le $D^\circ(1285) \simeq 1/\sqrt{2}\ (u\bar{u} + d\bar{d})$. L'ambiguité (due au peu d'espace de phase disponible) entre les désintégrations possibles $E \rightarrow K^*K$ et $\iota \rightarrow \delta\pi$, $K^* \rightarrow K\pi$, $\delta \rightarrow K^\circ K^\pm$

rend difficile une séparation des 2 états par coupure en masse invariante. Les expériences de Stanford utilisent une coupure $m_{K^oK^c} < 1,050$ GeV/c² pour favoriser le δ (et renforcer le ι).

Cependant, il est troublant que, malgré une bonne efficacité au η (ils observent aussi un 2ème gluonium θ (1640) $\longrightarrow \eta\eta$), l'expérience Crystal Ball ne semble pas voir $\iota \longrightarrow \delta\pi$ (avec $\delta \to \eta\pi$).

b/ <u>nos résultats</u> :

Le spectre de masse des combinaisons $K^oK+\pi-$ ou $K^oK-\pi+$ que nous observons avec le ψ est donné figure VII 17. Sur la figure VII 18, nous avons effectué la coupure $m(K^oK^c) < 1050$ MeV/c² pour favoriser le mode $\delta\pi$.

Nous n'observons pas de signal significatif ; de plus, les excès à 1280 et 1420 MeV/c² pourraient être le D(1285) et le E(1420), la présence du D(1285) indiquant la production d'états $q\bar{q}$ classiques. En effet le D(1285) n'est pas observé à Stanford ; cependant il a un rapport de branchement B (D $\to$ KKπ) $\simeq$ 10 % , plus faible que le E, car il n'a pas de composante $s\bar{s}$; cet effet serait compensé en production hadronique, car la production d'un état $s\bar{s}$ est plus faible que celle d'un état $u\bar{u}$ ou $d\bar{d}$ et on attend des signaux KKπ finaux du même ordre de grandeur.

Enfin ce spectre est comparable à celui que nous observons pour des interactions π-N (sans ψ) à la même énergie, avec un nombre voisin d'événements (fig. VII 19) et la même coupure $m_{K^oK^c} < 1050$ MeV/c².

Le rapport de branchement $\iota \to K^oK\pm\pi\mp$ est probablement grand : le pourcentage de désintégrations radiatives du ψ (cf. chap. IV) est de l'ordre de 5.10^{-2} ce qui rend B($\iota \to K^oK\pm\pi\mp$) $\simeq$ 50 % possible.

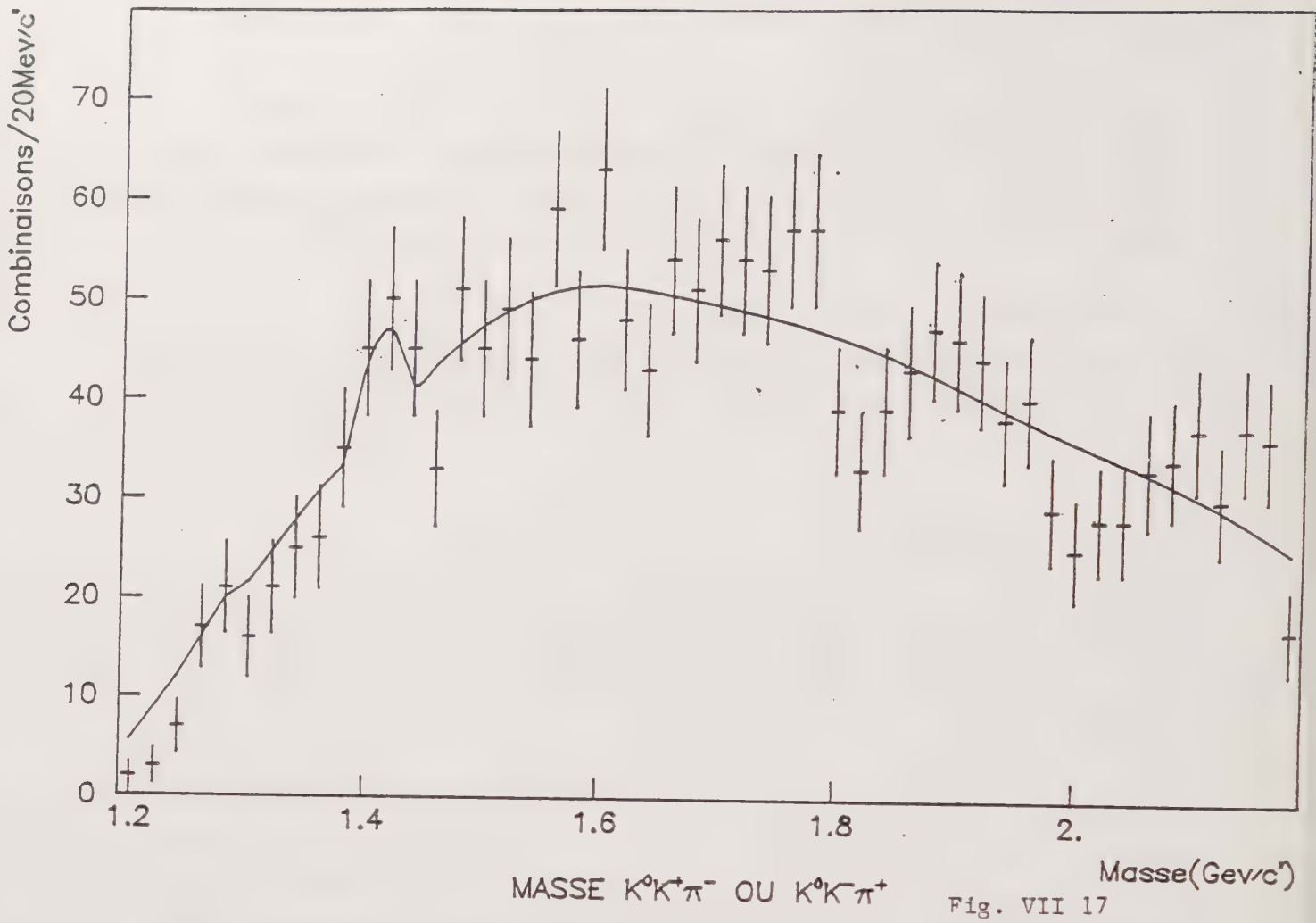


Fig. VII 17

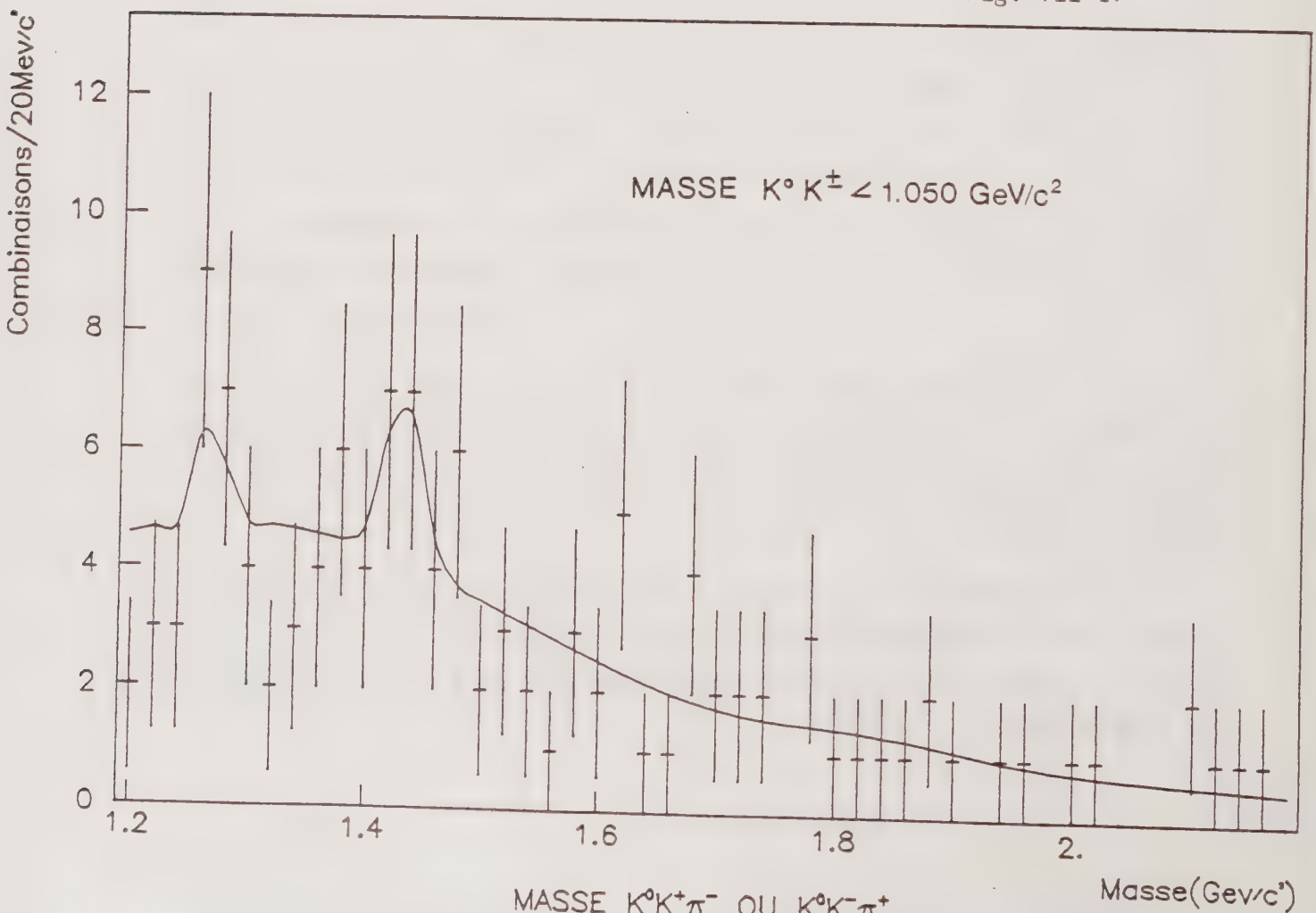


Fig. VII 18

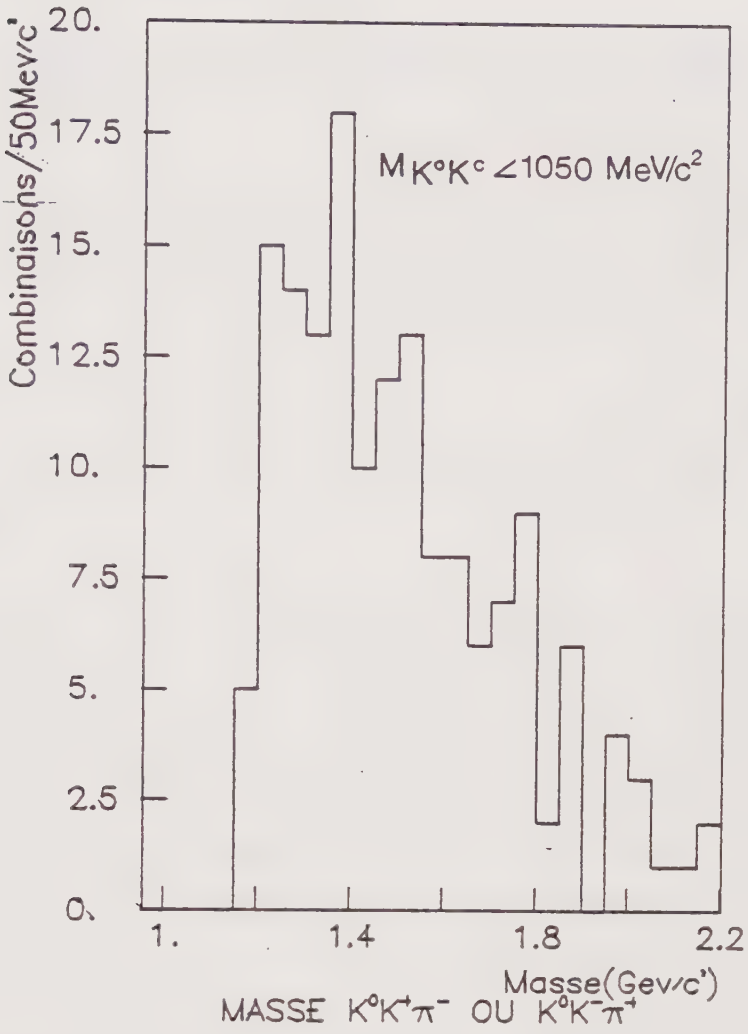

Combinaisons/50Mev/c²
20.
17.5
15.
12.5
10.
7.5
5.
2.5
0.
M K°K° ∠1050 MeV/c²
1.
1.4
1.8
2.2
Masse(Gev/c²)
MASSE K°K⁺π⁻ OU K°K⁻π⁺

Fig. VII 19

Notre acceptance (contenant $B(K^\circ \rightarrow \pi^+\pi^-)$) est de l'ordre de 1% avec une grande erreur possible due aux corrélations inconnues.

Un événement sur notre spectre correspond donc à environ 0,5 % de ι produit avec le ψ.

En conclusion, nous avons vu que si les hadrons associés permettent d'observer des effets importants liés à la saveur des quarks, aucun effet dû à leur couleur n'apparait.

C/ Production de la beauté

I/ Nos résultats expérimentaux :

1/ acceptances : les acceptances utilisées au chapitre VI pour le B ont été obtenues à partir d'un modèle de fusion quark-antiquark, décrit par la section efficace élémentaire $\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q})$ définie dans la partie B III 2, (formule 12 et formule 10 non intégrée sur Q^2) où m_c est remplacé par m_b. On a vu qu'à notre énergie ce processus sera dominant.

La dépendance en x_L du système $B\bar{B}$ et sa masse Q sont ainsi fixées (la plupart des événements simulés ont une masse Q très proche de $2m_b$ à cause de la décroissance très rapide en fonction de Q^2).

On obtient ainsi un système $B\bar{B}$ produit avec un $\bar{x} \simeq 0,2$, la cinématique (fig. VII 2), à notre énergie peu élevée, limite le domaine accessible en x, ce qui rend notre acceptance peu sensible au choix du modèle.

La dépendance en moment transverse du système $B\bar{B}$ est prise égale à la dépendance mesurée pour le T par l'expérience NA3 (et peu différente de celle que nous observons pour le ψ).

Le système $B\bar{B}$ se désintègre ensuite de façon isotrope en B et $\bar{B}$, et de même le B se désintègre en $\psi K\pi$...

2/ résultats :ils ont été donnés dans la table 1 chapitre VI.

La différence de masse B*-B ($\simeq$ 50 MeV) étant inférieure à la masse du pion, on n'aura pas l'asymétrie B^c-B^0 discutée pour le système D^c-D^0 dans la partie B II.

On attend donc une production égale :

$$\sigma(B+) = \sigma(B-) = \sigma(B^0) = \sigma(\bar{B}^0) = \sigma(B\bar{B})/2$$

Les limites données dans la table correspondent à $[\sigma(B+) + \sigma(B-)]$ et $[\sigma(B^\circ) + \sigma(\bar{B}^\circ)]$ donc à $\sigma(B\bar{B})$.

Prenant une section efficace totale pour le ψ de 120 nb, on obtient donc les limites supérieures à un écart standard :

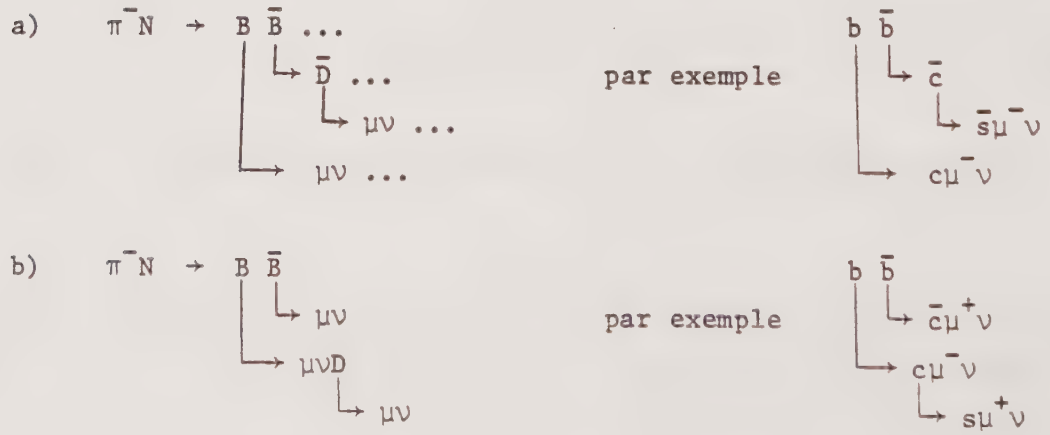
Mode	ψK° (-)	$\psi K^\circ\pi^\pm$	$\psi K^{*\pm}$	$\psi K^\pm$	$\psi K^\pm\pi^\mp$	$\psi K^{*\circ}$ (-)
$B(B\to\psi X)\sigma(B\bar{B})$nb	0,17	4,7	0,34	0,22	0,54	0,23

Les valeurs pour $\sigma(B\bar{B})$ dependent des rapports de branchement discutés au chapitre VI et qui seront certainement mesurés bientôt à CESR.

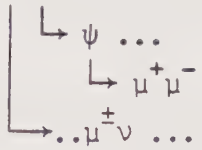
II/ Autres expériences :

Les autres limites à notre énergie viennent toutes d'expériences absorbant les hadrons ("beam dump") et mesurant les événements où plusieurs μ sont produits. Pour nous, ces méthodes sont peu sensibles à cause de la contamination des μ par les désintégrations de π avant l'absorbeur.

Les désintégrations possibles sont :



c) $\pi^- N \rightarrow B \bar{B}$



d) $\pi^- N \rightarrow B \bar{B}$

Les limites obtenues ainsi sont donc sensibles à la corrélation des 2 mésons B produits, ce qui n'était pas notre cas (et aussi à une différence possible des rapports de branchement semi-leptoniques des B° et B+).

L'expérience Caltech-Stanford (ref. 183) en p Fe à 400 GeV/c, prenant $B(B \rightarrow \mu X) \simeq 20\%$ et $B(B \rightarrow \psi X) \simeq 3\%$ obtient $\sigma_{B\bar{B}} <$ 70 nb par la méthode c/, $\sigma_{B\bar{B}} < 50$ nb par la méthode b/ et $\sigma_{B\bar{B}} < 40$ nb par la méthode a/.

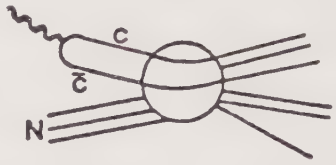
L'expérience CIP (ref. 184) en π-N à 225 GeV/c avec 65 900 ψ obtient $\sigma_{B\bar{B}} < 8$ nb par la méthode c/ et 220 nb par la méthode d/ avec $B(B \rightarrow \mu X) = 18\%$ et $B(B \rightarrow \psi X) = 3\%$.

L'expérience NA3 (ref. 185) en π-N à 280 GeV/c obtient $\sigma(B\bar{B}) < 50$ à 100 nb par la méthode a/ et 25 à 80 nb par la méthode b/.

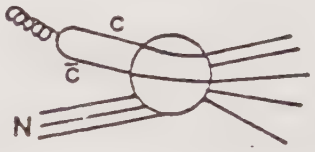
Enfin l'expérience CCFRS (ref. 186) obtient $\sigma(B\bar{B}) < 140$ nb en π-N à 278 GeV/c et $\sigma(B\bar{B}) < 40$ nb en pN à 350 GeV pour une production diffractive de la beauté.

III/ Modèles théoriques :

1/ modèle non-perturbatif : il a été proposé par Fritzsch et Streng (ref. 187) qui utilisent un mécanisme analogue à la photoproduction VDM : γ



Ils calculent le rapport $\dfrac{\sigma(gN \to c\bar{c}X)}{\sigma(\gamma N \to c\bar{c}X)} = K$ pour l'appliquer au processus de gluoproduction :



Alors $\sigma(pp \longrightarrow D\bar{D}\,X, E) = 2K\int_{x_{min}}^{1} dx\, f_g(x)\, \sigma(\gamma p \longrightarrow D\bar{D}X, xE)$

où E est l'énergie du proton dans le laboratoire.

Ils obtiennent ainsi :

$$\begin{cases} \sigma(D\bar{D}) \simeq 80\ \mu b \text{ à } 200\ GeV \\ \sigma(B\bar{B}) \simeq 80\ nb \text{ à } 200\ GeV. \end{cases}$$

La valeur de la prédiction pour $\sigma(D\bar{D})$, un ordre de grandeur plus élevée que les mesures actuelles, conduit à penser que $\sigma(B\bar{B})$ est aussi surévalué.

2/ modèle perturbatif (QCD fusion)

Gluck et Reya (ref. 188) remarquent que le modèle précédent conduit à une section efficace de production du ψ beaucoup trop élevée et que le modèle simple de fusion donne quelques nanobarns à 200 GeV.

Tu Tung-Sheng (ref. 189) calcule les valeurs numériques intégrées correspondant à nos formules (10) à (13) (avec $\int 4m_B^2$) avec les fonctions de structure de Buras Gaemers à Q^2 = 100 GeV^2 et obtient $\sigma(B\bar{B})$ = 2nb pour nous.

IV/ Conclusion :

Ces valeurs théoriques très faibles rendent la beauté pratiquement inobservable dans notre expérience.

Cependant nos mesures de section efficace du ψ et du T à 190 GeV/c ainsi que les mesures de l'expérience NA11 (ref. 190) pour la production de $D\bar{D}$ en π-N à la même énergie ($\sigma_{D\bar{D}} \sim 6\mu b$), peuvent permettre une estimation grossière :

$$\text{si} \quad \frac{\sigma(B\bar{B})}{\sigma(T)} \simeq \frac{\sigma(D\bar{D})}{\sigma(\psi)}, \qquad \text{on obtient } \sigma(B\bar{B}) \simeq 3 \text{ nb.}$$

Bien sûr, les mécanismes de production sont différents : la contribution de la fusion $q\bar{q}$ est plus grande pour la beauté que pour le charme, il y a plus de cascades ($T'', \chi_B^1, \chi_B^2 \ldots \rightarrow T$) possibles pour le T, pour expliquer la dépendance en x de la production du D il faut un autre mécanisme, le système $B\bar{B}$ est près du seuil à notre énergie ...; cependant l'ordre de grandeur est probablement bon.

D/ Production des ψ à grand moment transverse :

I/Motivation :

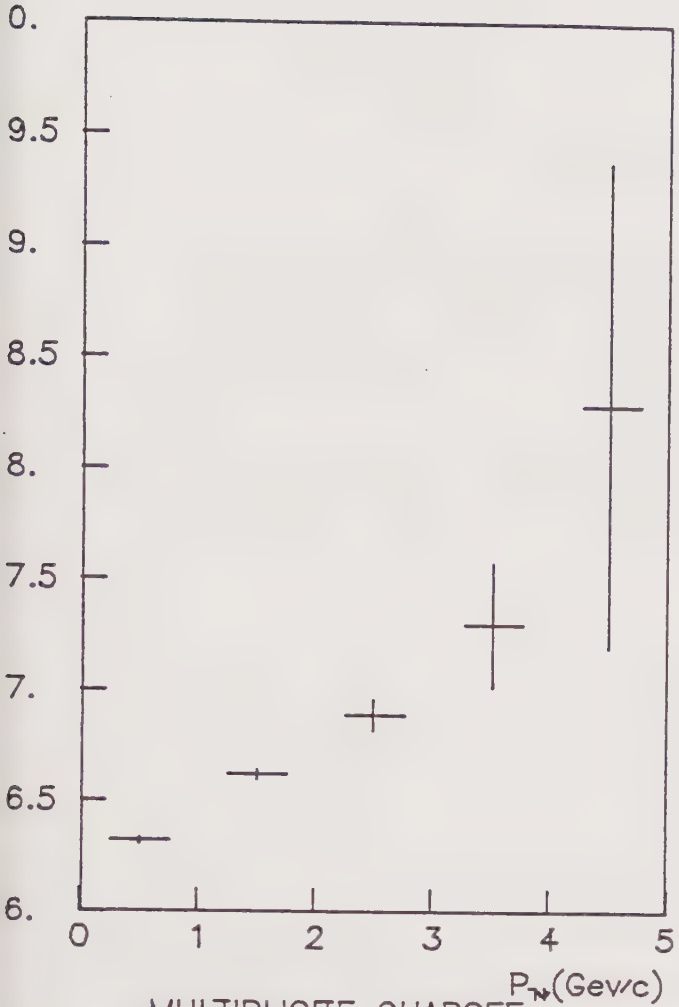
1/variation de la multiplicité des hadrons associés en fonction de l'impulsion transverse du ψ ($p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}$). Séparant les événements "ψ" que nous mesurons en fonction du moment transverse du ψ, nous obtenons la table suivante :

$p_{T\psi}$ (GeV/c)	0	1	2	3	4
Nombre d'événements	28166	12765	1424	94	7
Multiplicité chargée	6,32	6,62	6,89	7,30	8,29
$\pm$	0,015	0,023	0,07	0,28	1,09

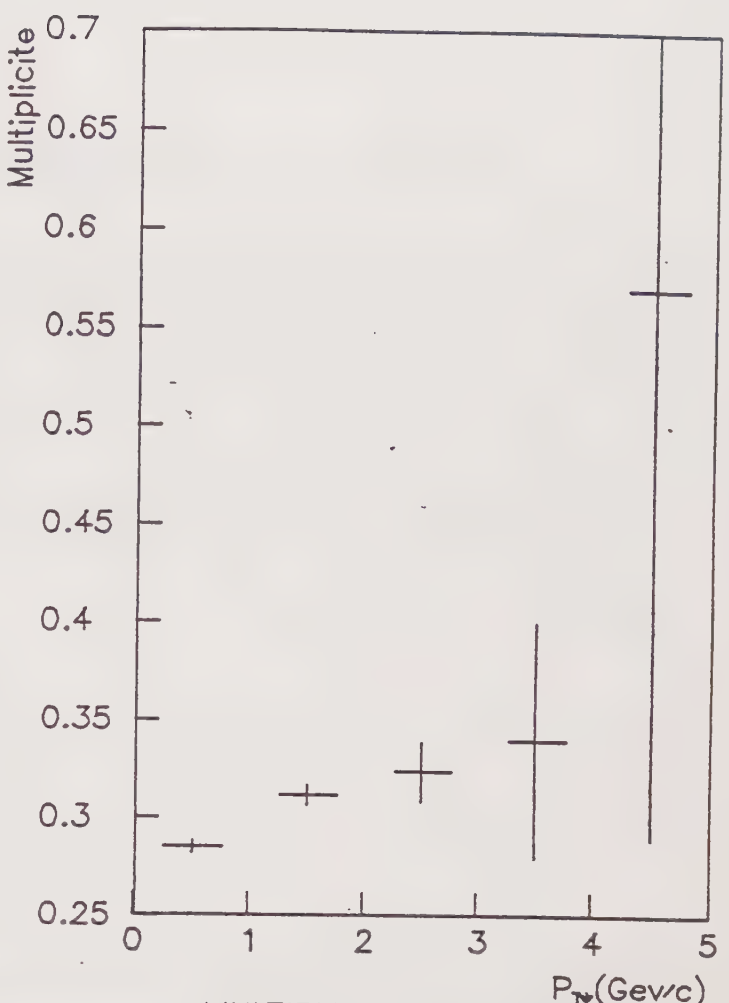
La multiplicité chargée est la multiplicité brute des traces chargées mesurées au vertex principal (μ du ψ exclus).

Les points correspondants sont portés sur la figure VII 20: on observe une augmentation significative de la multiplicité en fonction du moment transverse du ψ, contrairement à ce qu'on attendrait simplement de la diminution de l'énergie disponible pour créer des hadrons : un modèle d'espace de phase prédit une diminution de la multiplicité en fonction du moment transverse du ψ.

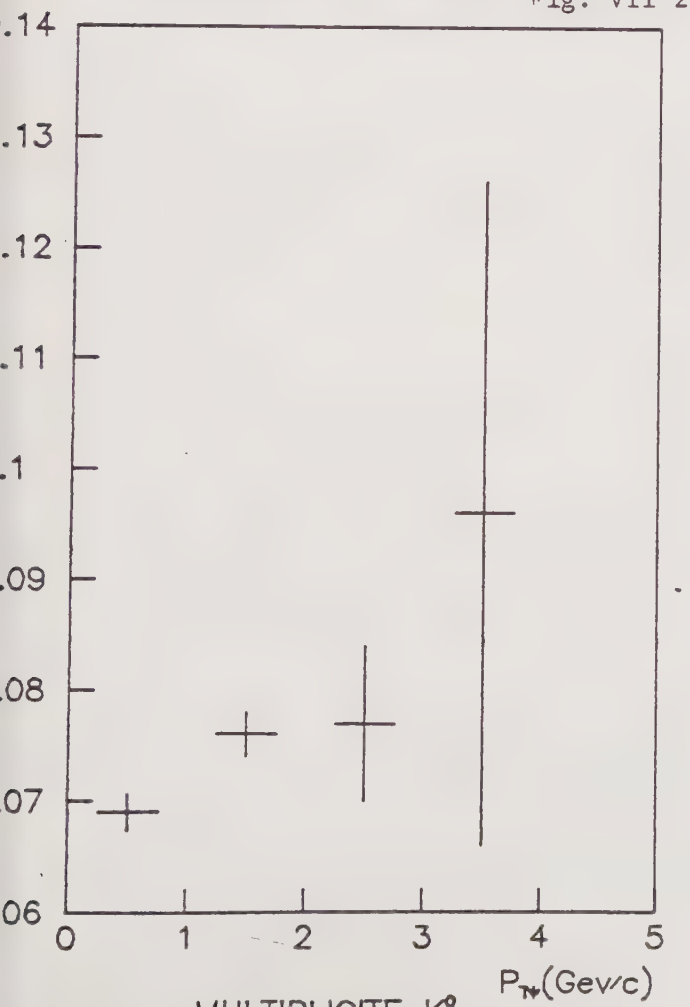
Cette augmentation traduit probablement l'apparition de nouveaux mécanismes de production.



MULTIPLICITE CHARGEE Fig. VII 20



MULTIPLICITE ETRANGE Fig. VII 21



MULTIPLICITE K°

Fig. VII 22

2/ variation de la multiplicité étrange :

La variation correspondante du nombre total de K (K± et K°) mesurés par événement est indiquée sur la figure VII 21 et le détail pour le K° sur la figure VII 22. Ici aussi, malgré les différences notables dans l'acceptance de notre appareillage aux K± et aux K°, les multiplicités étranges augmentent avec $p_{T\psi}$. Elles semblent même augmenter légèrement plus vite que les multiplicités moyennes: normalisé au nombre total de traces chargées, on obtient :

	$p_{\perp\psi} < 1$ GeV	$p_{\perp\psi} > 2$ GeV
K°	0,83 %	0,87 %
K±	2,60 %	2,78 %
K° et K±	3,43 % ± 0,03	3,65 % ± 0,16

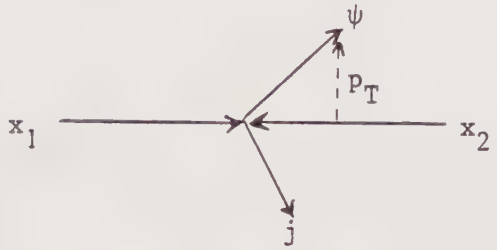
Compte tenu de notre faible statistique à grand moment transverse, ce résultat est à la limite de la signification statistique et nous ne pourrons guère utiliser les K dans la suite de l'analyse.

Si cet effet est réel, il pourrait traduire des interactions plus dures, (où la symétrie SU3 est moins brisée), ou la présence possible de jets de gluons.

II/ Formalisme :

1/ cinématique : l'introduction de moments transverses importants va conduire à modifier les formules simples vues en A/I/2/ pour le mécanisme de Drell-Yan où le moment transverse était négligé.

Le moment transverse p_T du ψ (de rapidité y) va être équilibré par le moment transverse d'un objet j de rapidité y_j :



La relation simple de Drell-Yan $\begin{cases} x_1 = \sqrt{\tau} e^{y} \\ x^2 = \sqrt{\tau} e^{-y} \end{cases}$

devient alors :

$$(16) \quad \begin{cases} x_1 = \frac{1}{2} \bar{x}_T \, e^{y} + \frac{1}{2} x_T \, e^{yj} \\ x_2 = \frac{1}{2} \bar{x}_T \, e^{-y} + \frac{1}{2} x_T \, e^{-yj} \end{cases}$$

avec $\quad x_T = \frac{2p_T}{\sqrt{s}} \quad$ et $\quad \bar{x}_T^2 = x_T^2 + 4\tau$

$$\text{ou} \quad \bar{x}_T = \frac{2\sqrt{p_T^2 + M^2}}{\sqrt{s}}$$

On a ainsi une correspondance = $(y, y_j, p_T) \longrightarrow (x_1, x_2, p_T)$

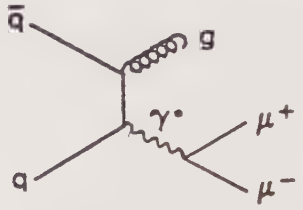
La simplicité des formules explique le choix de la rapidité comme variable par la suite. Les relations inverses ont deux solutions possibles :

$$(17) \quad \begin{cases} e^{y} = \dfrac{x_1 x_2 + \tau \pm \sqrt{(x_1 x_2 + \tau)^2 - x_1 x_2 \bar{x}_T^2}}{x_2 \bar{x}_T} = \dfrac{x_1 x_2 + \tau \pm \sqrt{(x_1 x_2 - \tau)^2 - x_1 x_2 x_T^2}}{x_2 \bar{x}_T} \\ e^{yj} = \dfrac{x_1 x_2 - \tau \mp \sqrt{(x_1 x_2 - \tau)^2 - x_1 x_2 x_T^2}}{x_2 x_T} \end{cases}$$

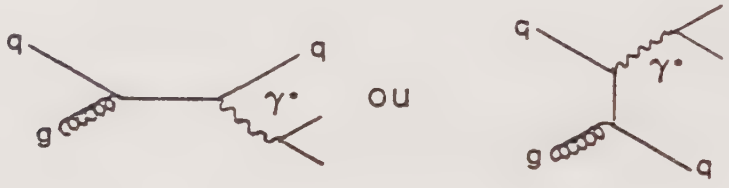
2/ Processus élémentaires :

a/ mécanisme de Drell-Yan :

Le mécanisme classique de fusion $q\bar{q}$ est remplacé par un mécanisme analogue avec un gluon à grand moment transverse



Mais de nouveaux diagrammes de fusion quark-gluon apparaissent (avec un quark produit à grand moment transverse) :



De nombreux théoriciens ont étudié la dépendance en p_T de ces processus, mais 2 groupes ont obtenu des résultats intéressants pour les dépendances en rapidité :

. le groupe d'Helsinki (fig. VII 23 d'après ref. 191) montre que , par suite d'annulation de diagrammmes, le γ^* et le parton doivent avoir des rapidités voisines et non opposées !

. le groupe d'Orsay (fig. VII 24 d'après ref. 192) étudie la dépendance en rapidité de la multiplicité attendue pour les différents sous-processus dans la réaction π-p qui nous intéresse.

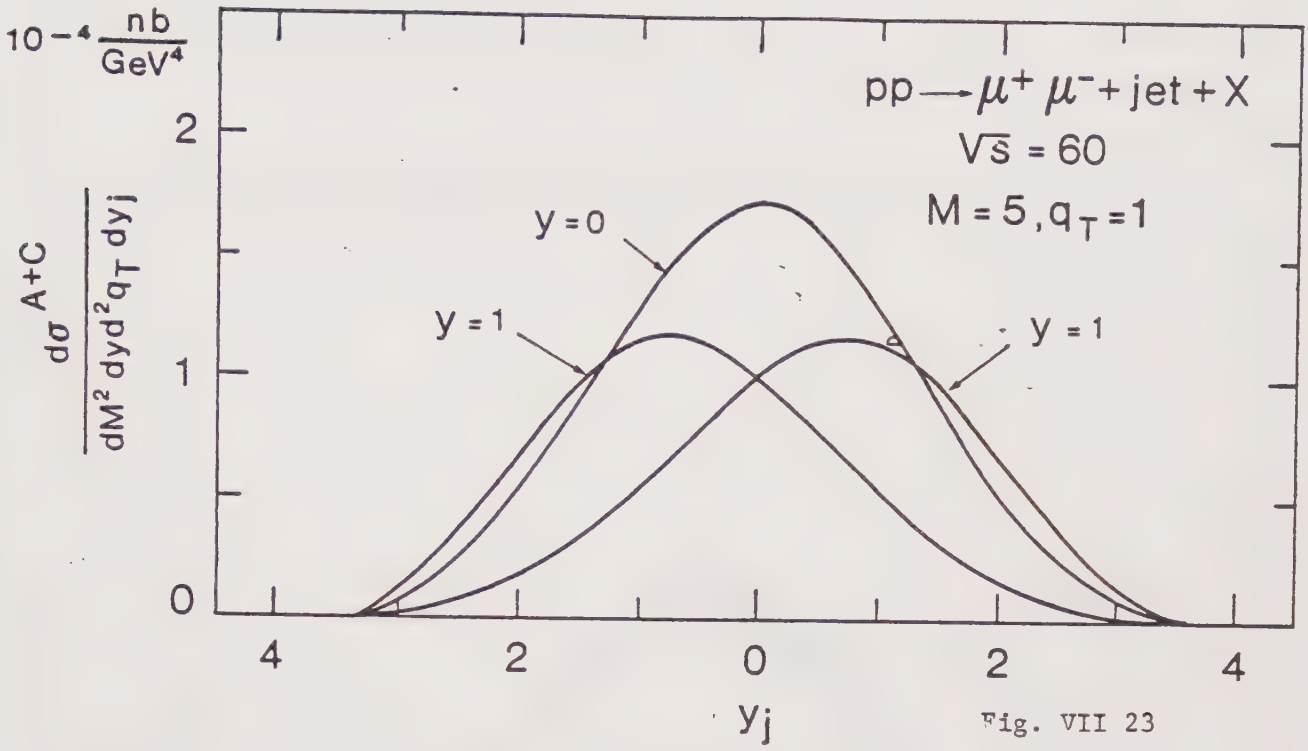


Fig. VII 23

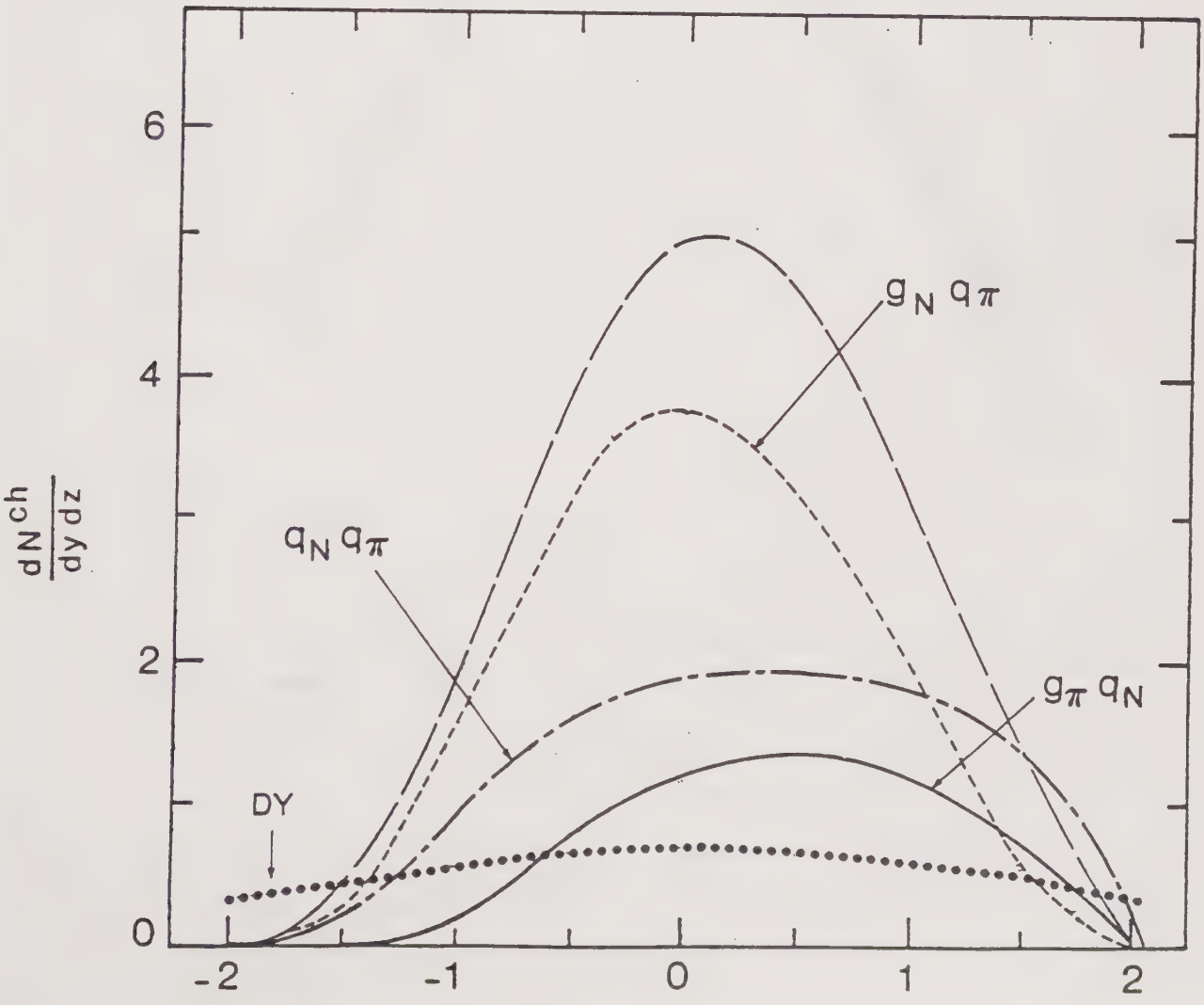


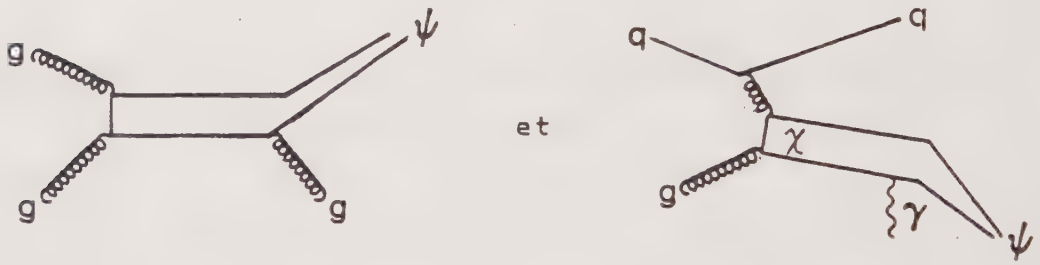
Fig. VII 24

Hélas nous n'avons que quelques événements Drell-Yan avec un p_T suffisant pour appliquer ce formalisme ; mais nous avons plus de statistique pour le ψ, où nous retrouvons ces diagrammes et quelques autres :

b/ <u>production du ψ avec conservation stricte de la couleur</u> : c'est l'extension du formalisme développé en B/III/1/ pour la production du ψ.

α/ <u>diagrammmes</u> :

Baier et Ruckl (ref. 193 et 194) ont calculé les processus:



Pour des valeurs de $p_{T\psi}$ comprises entre 1,5 GeV/c et 3,5 GeV/c dans la réaction π-N $\rightarrow \psi$ à 185 GeV/c, ils obtiennent une contribution du 1er diagramme (tirets fig. VII 25 d'après réf. 194) beaucoup plus faible que celle obtenue par les fusions $qg \rightarrow \chi q$, $gg \rightarrow \chi$, $q\bar{q} \rightarrow \chi g$ suivies de $\chi \rightarrow \psi\gamma$ (zone hachurée fig. VII 25).

β/ <u>distribution en x_L</u>

La valeur absolue de notre section efficace avec ces coupures en $p_{T\psi}$ est plus grande que leur prédiction mais leur normalisation est très mal connue ; par contre, ils disent être très sensibles à la forme de la distribution en x_L du ψ : mais on voit que nos points (fig. VII 25) donnent une distribution moins piquée que celle qu'ils attendent.

Une prédiction concerne le parton de recul : la distribution en y_i attendue serait plate et on aurait dans 70 % des cas, un jet de gluon et dans 30 % des cas un jet de quark.

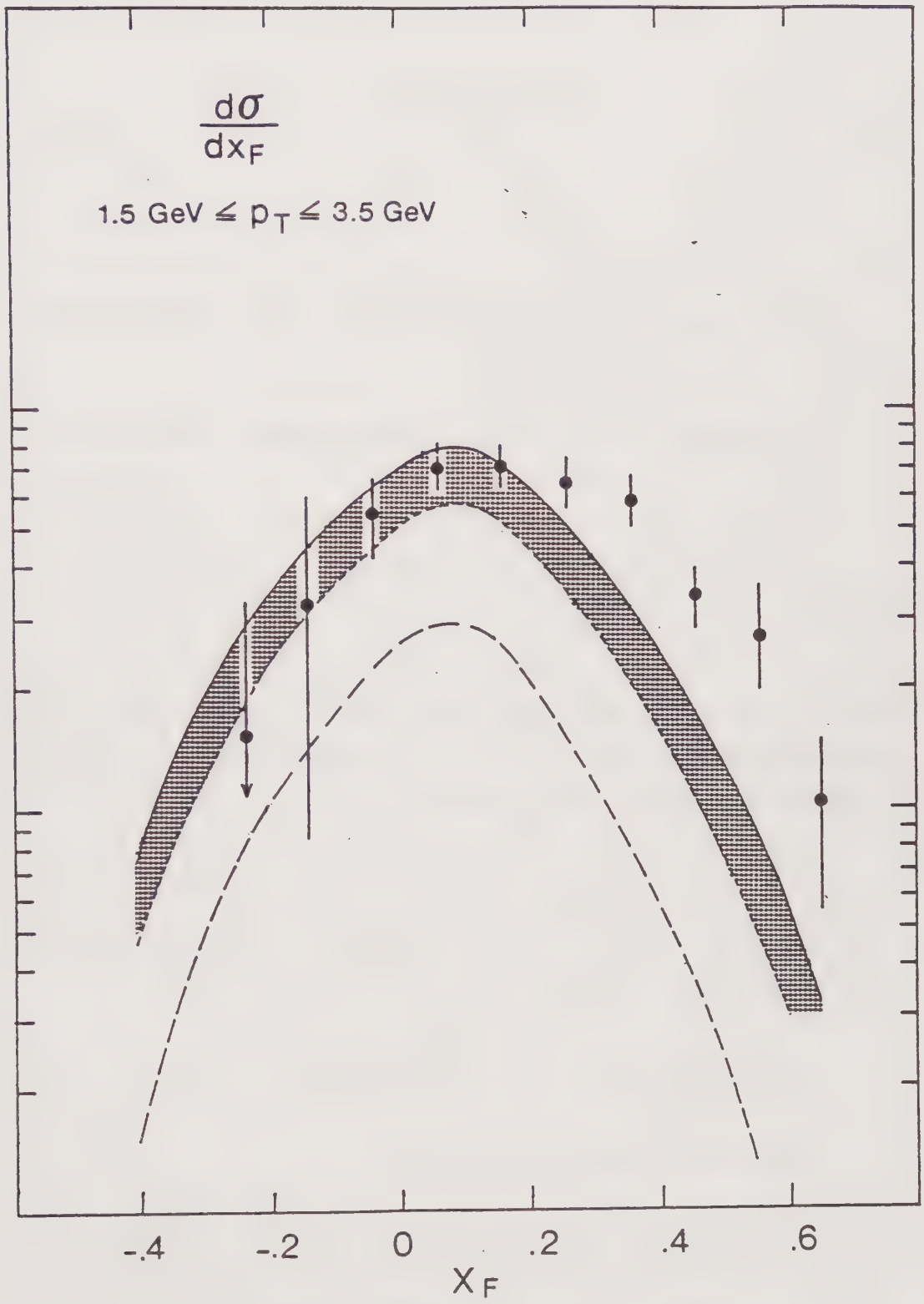
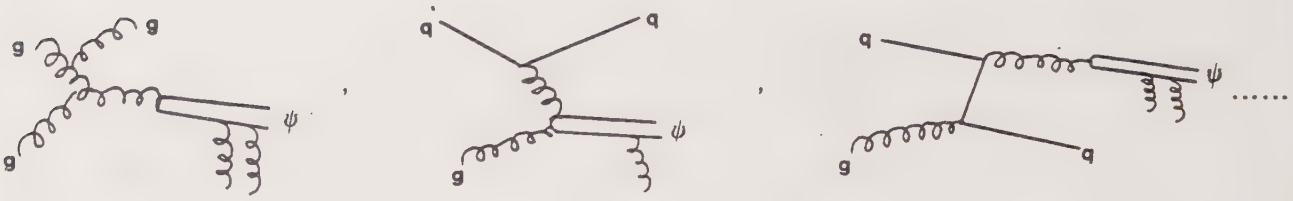


Fig. VII 25

c/ autres diagrammes : si, comme en B/III/2/, on admet qu'il peut y avoir échange de gluons mous dans l'état final, de nombreux autres diagrammes apparaissent :



III/ Analyse expérimentale des hadrons associés à un ψ de grand moment transverse ($p_{T\psi} > 2$ GeV/c) :

1/Méthode :notre faible statistique (1525 événements), l'absence d'un modèle précis donnant les corrélations et notre acceptance faible dans certaines régions cinématiques rendent peu fiable une correction d'acceptance trace par trace. De plus, il est illusoire de vouloir chercher des jets, événement par événement : nous n'avons pas d'identification efficace des particules neutres, l'énergie du parton n'est que de quelques GeV (énergie où les jets commencent à apparaitre en anneaux de collision e+e- où il n'y a pas de fond) et la multiplicité chargée du jet est très faible.

C'est pourquoi nous comparerons des distributions statistiques expérimentales brutes à des simulations utilisant des modèles simples et où les traces sont suivies dans notre appareillage.

2/ Modèles

Les modèles utilisés sont :

a/ un modèle d'espace de phase pour voir dans quelles distributions l'effet global mesuré en I/ peut être détaillé. C'est un modèle simple produisant le ψ, des $\pi^{\mp}$ et des π° et permettant d'obtenir une multiplicité mesurée voisine de la multiplicité expérimentale.

b/ un modèle de jet de quark ou de gluon :

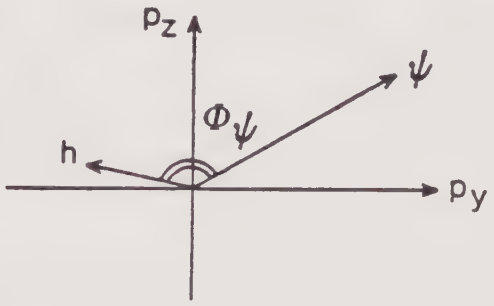
On ne considère que les hadrons venant de ce jet pour voir l'apport supplémentaire du jet sur les distributions statistiques globales (qui devraient contenir aussi les fragmentations du pion, du nucléon.....).

On donne au jet la même rapidité que le ψ et un p_T opposé (cf. II/2/a/) et on utilise le monte-carlo de Lund (ref. 130) pour une fragmentation suivant le modèle de Feynman-Field.

Ce n'est évidemment pas le seul modèle possible mais il permet des comparaisons simples.

3/ Coupures :

Pour éliminer des asymétries possibles, théoriques ou expérimentales (dues au moment transverse intrinsèque de quelques centaines de MeV des partons dans les hadrons initiaux, aux hadrons produits dans la fragmentation de ces partons , aux effets nucléaires à $y < 0$) nous commencerons par nous placer dans un plan où ces effets sont isotropes :le plan des moments transverses $p_y p_z$ où nous mesurons l'angle Φ_ψ entre les hadrons et le ψ :



Ce choix est meilleur pour nous que le choix habituel avant-arrière par rapport au ψ dans le centre de masse de la réaction, car, le ψ étant produit surtout à $x_L > 0$, l'arrière par rapport au ψ correspond surtout à la zone de fragmentation du Béryllium.

a/ distribution en Φ_ψ :

L'évolution de la distribution en fonction de $p_{T\psi}$ est donnée sur les figures VII 26, 27, 28 ; on voit une nette augmentation du nombre des hadrons produits dans la direction opposée au ψ (180°) en fonction de $p_{T\psi}$. La multiplicité normalisée (180° x dn/ $d\Phi_\psi$) baisse dans la direction du ψ (Φ_ψ = 0°) comme on l'attend de l'espace de phase, mais croit encore plus vite dans la direction opposée (Φ_ψ = 180°). Pour $p_{T\psi} > 2$ GeV/c, on voit sur la figure VII 30 que la distribution attendue avec le modèle d'espace de phase est beaucoup moins asymétrique que la distribution expérimentale (fig. VII 29). Les modèles de jet donnent des asymétries très fortes, le jet de quark (fig. VII 31) étant plus étroit que le jet de gluon (fig. VII 32) ; cette largeur dépend du modèle et de l'énergie choisie (du référentiel) pour paramétriser le jet de gluon (jusqu'à 6 ou 7 GeV dans un modèle de cordes).

b/ coupure sur $p_{T\perp}$:

Une façon simple d'éliminer les fragmentation des hadrons initiaux est de ne sélectionner que les hadrons avec un moment transverse supérieur à 1 GeV/c.

Sur la distribution expérimentale (fig. VII 33), il n'y a alors plus de contribution isotrope. Le modèle d'espace de phase (fig. VII 34) est nettement moins piqué. On isole ainsi les particules dominantes des jets (fig. VII 35 et 36).

Nous sélectionnons pour la suite les événements où un hadron(S)au moins, a un p_T supérieur à 1GeV/c et un angle Φ_ψ supérieur à 150°.

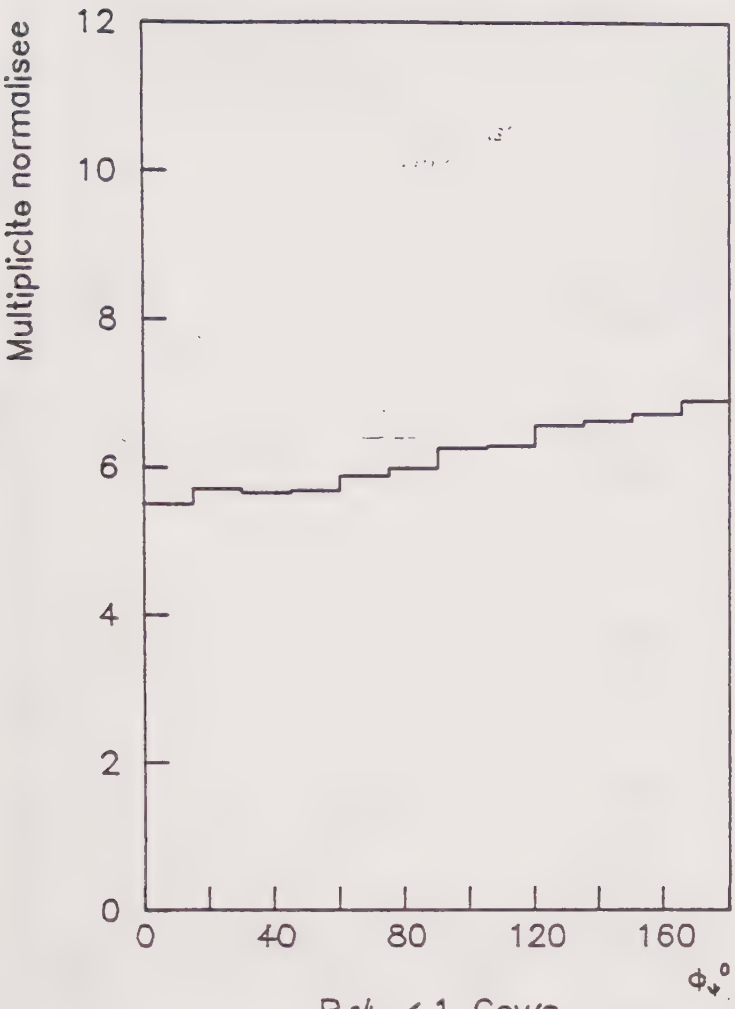


Fig. VII 26

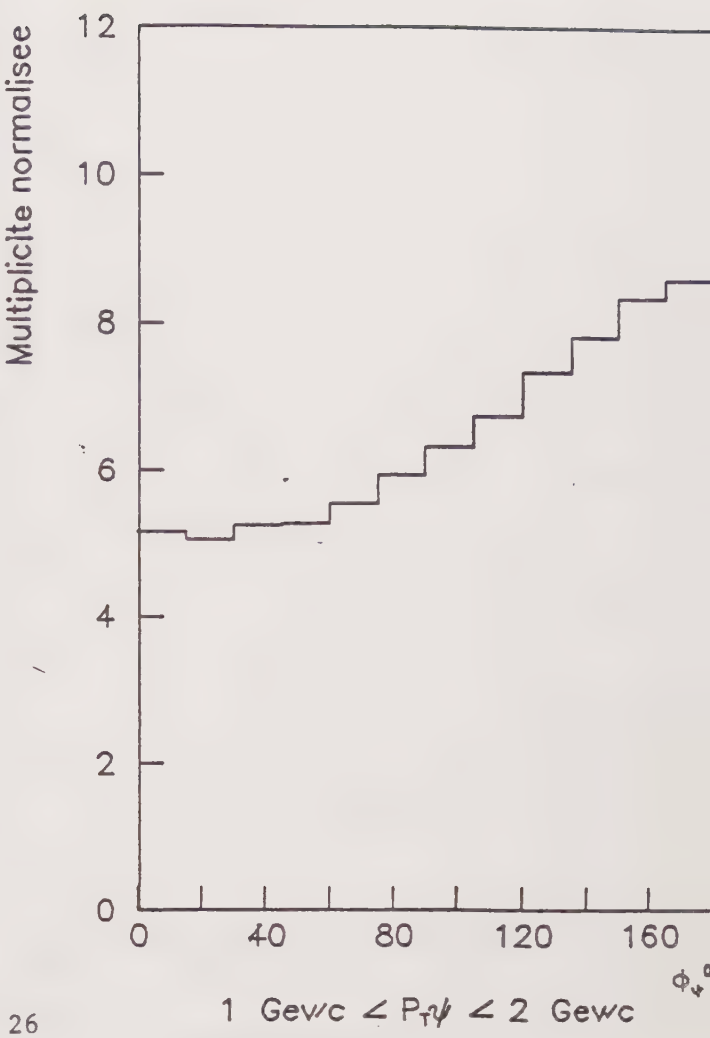


Fig. VII 27

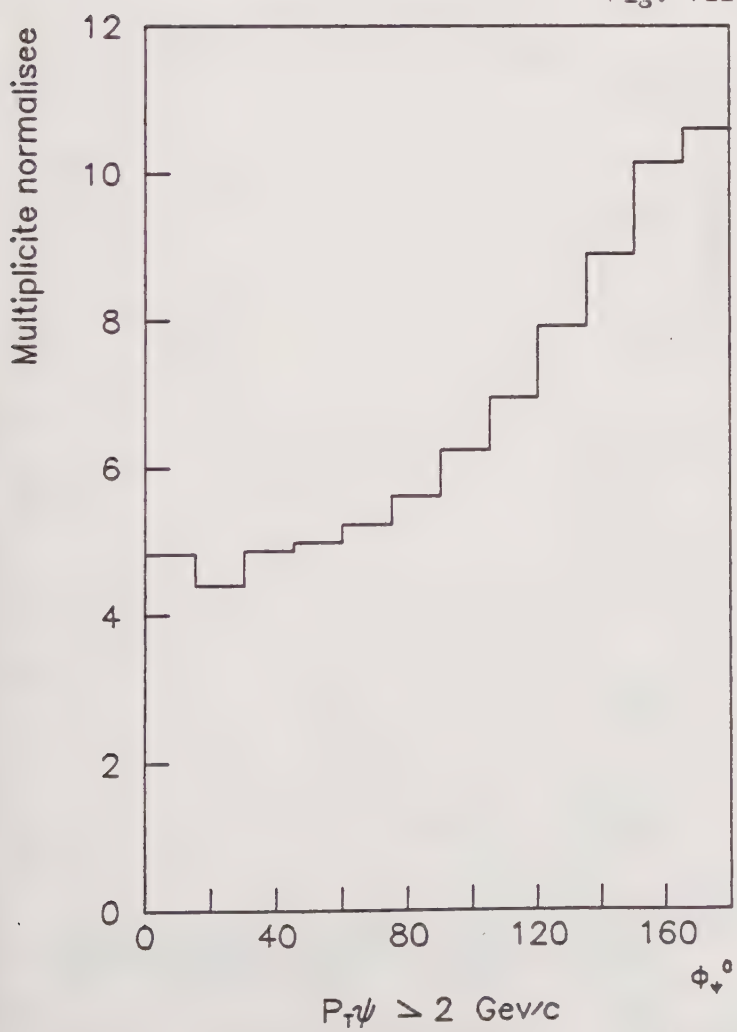


Fig. VII 28

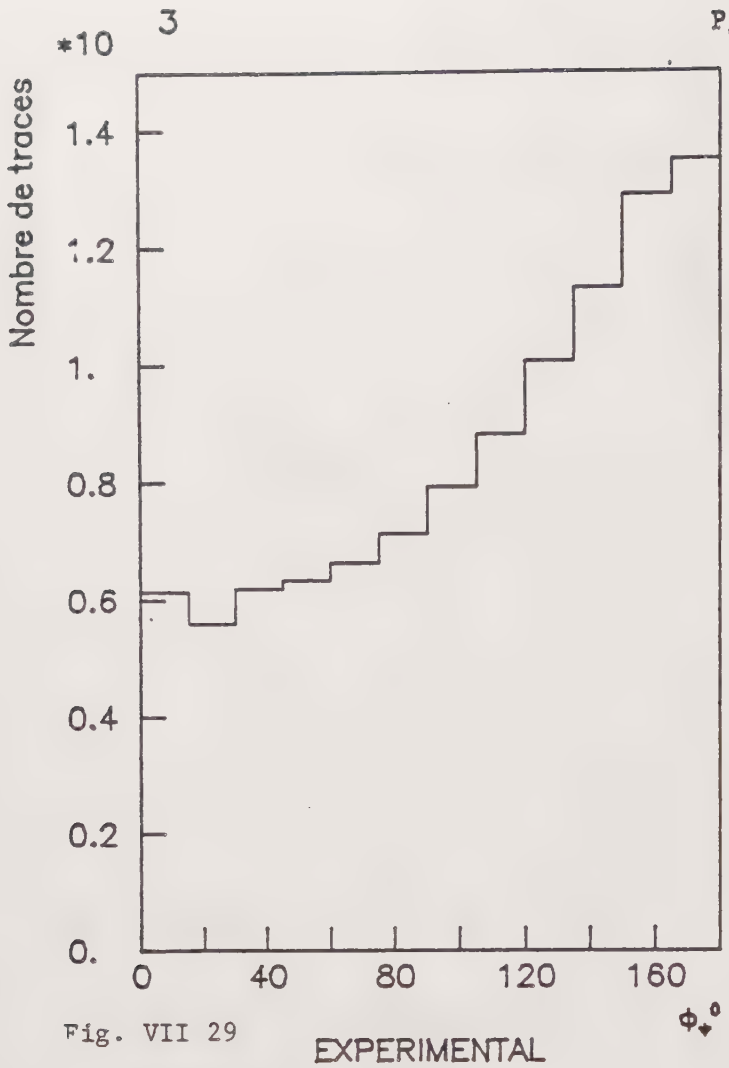


Fig. VII 29 EXPERIMENTAL

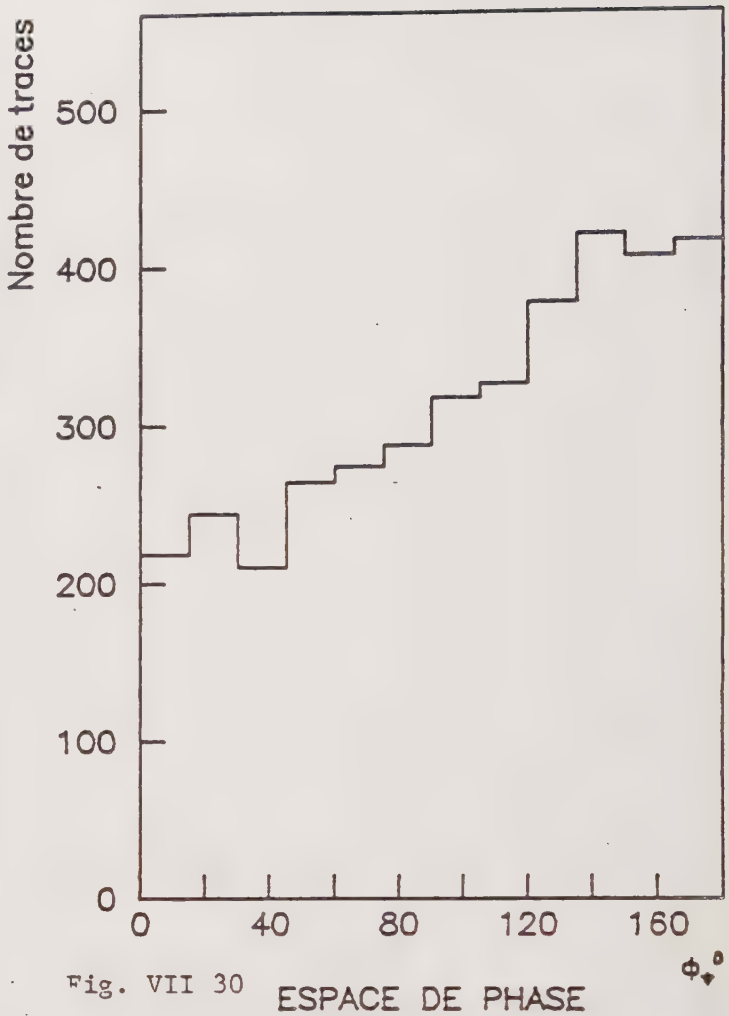


Fig. VII 30 ESPACE DE PHASE

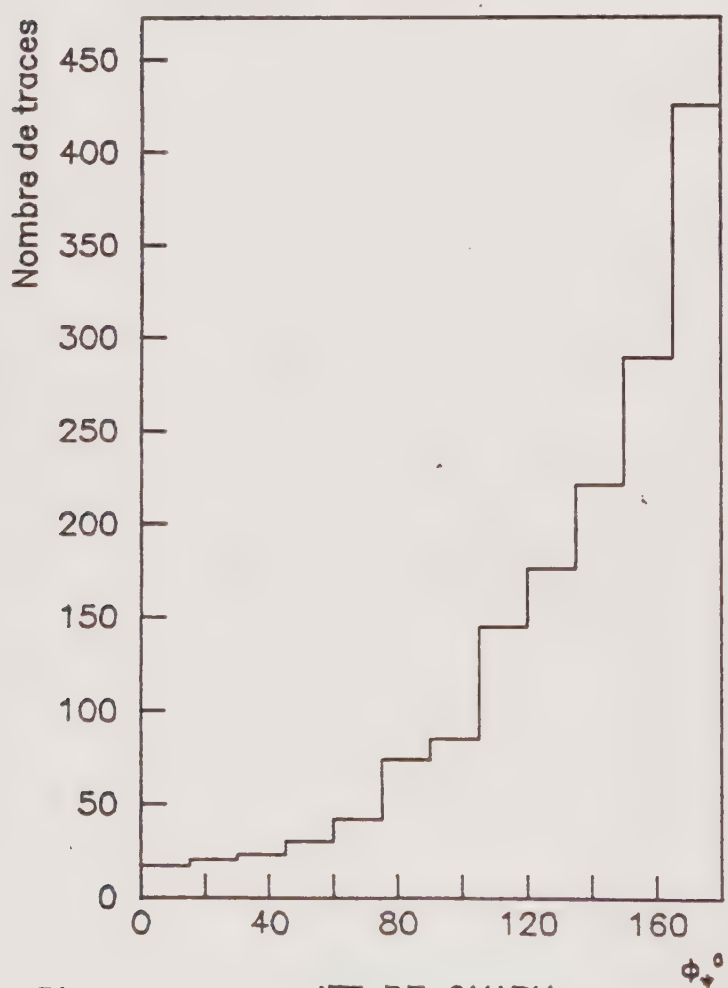


Fig. VII 31 JET DE QUARK

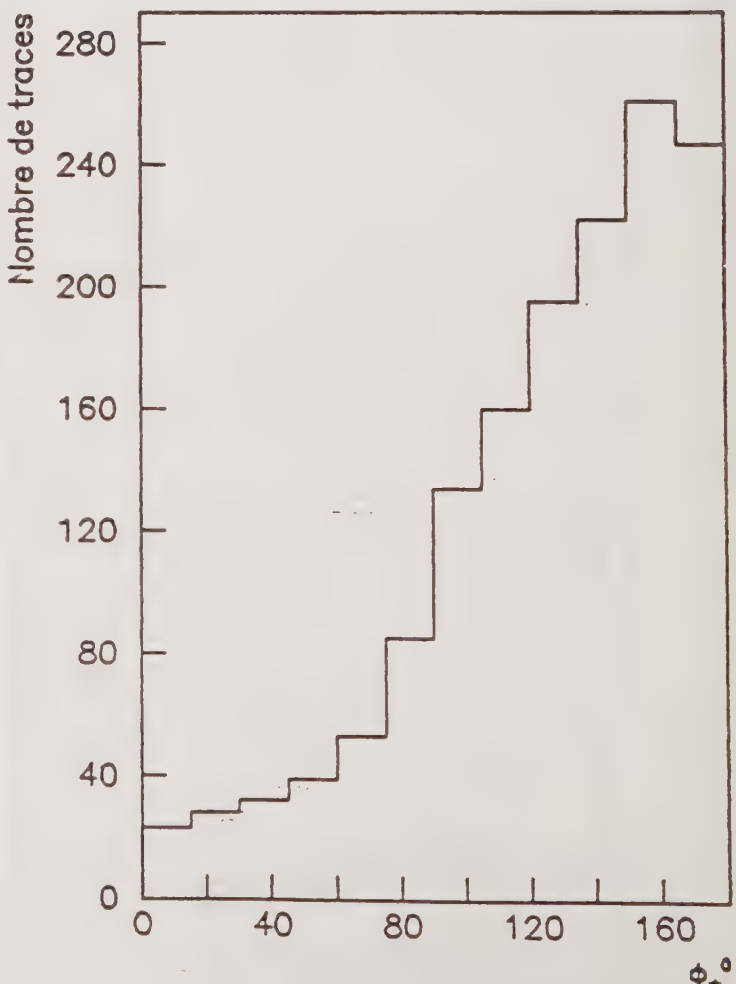
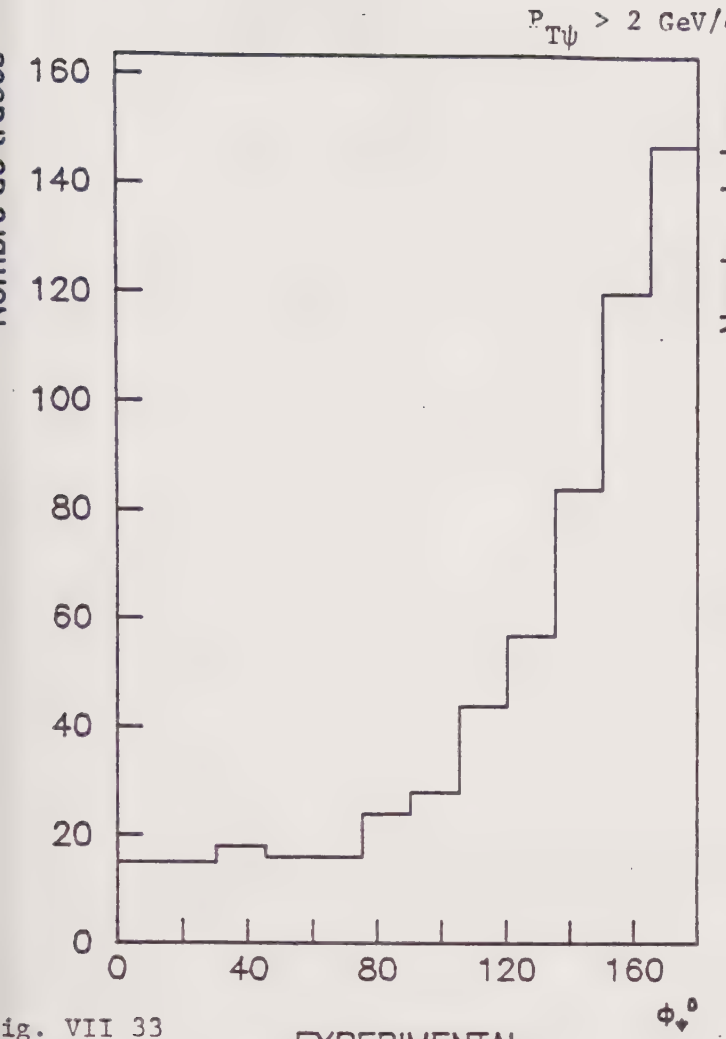


Fig. VII 32 JET DE GLUON



ig. VII 33 EXPERIMENTAL

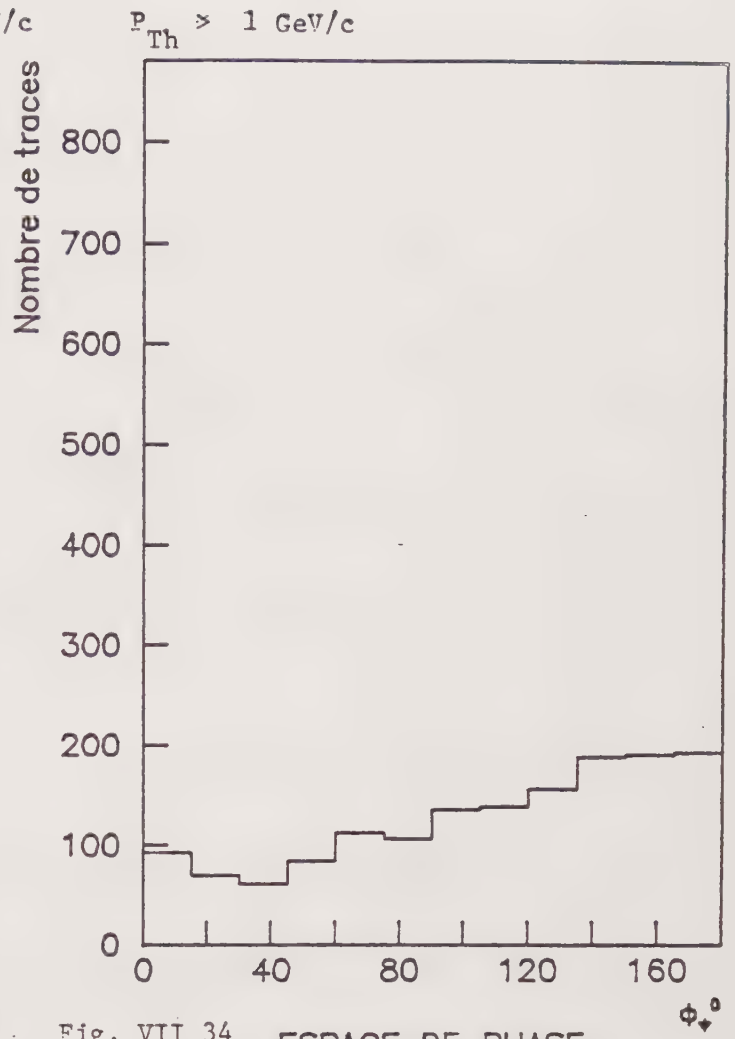
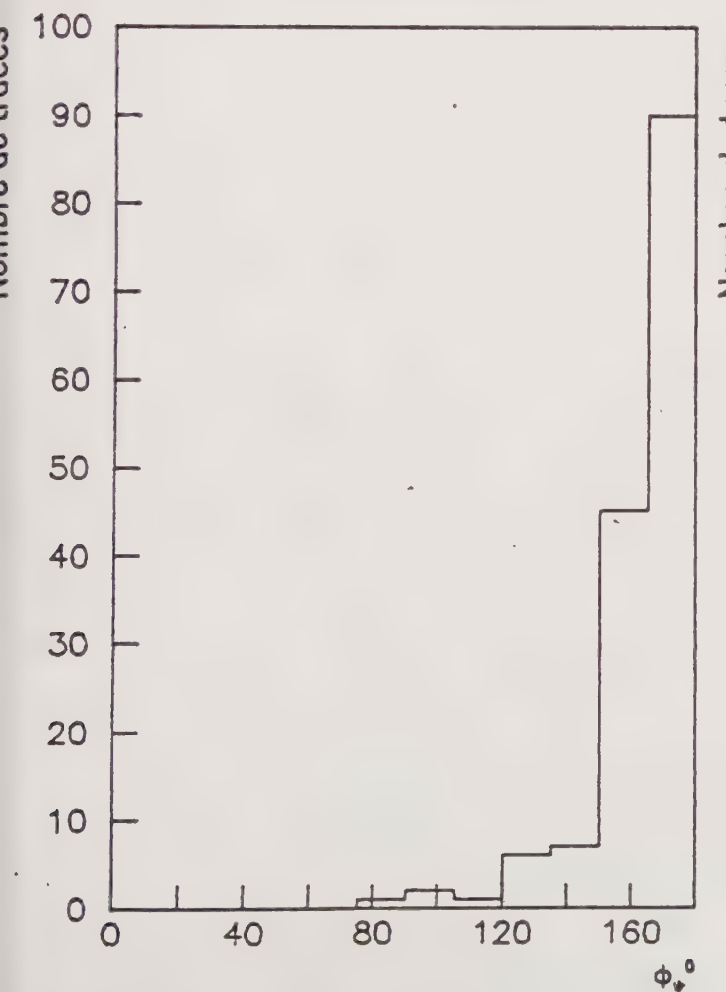


Fig. VII 34 ESPACE DE PHASE



g. VII 35 JET DE QUARK

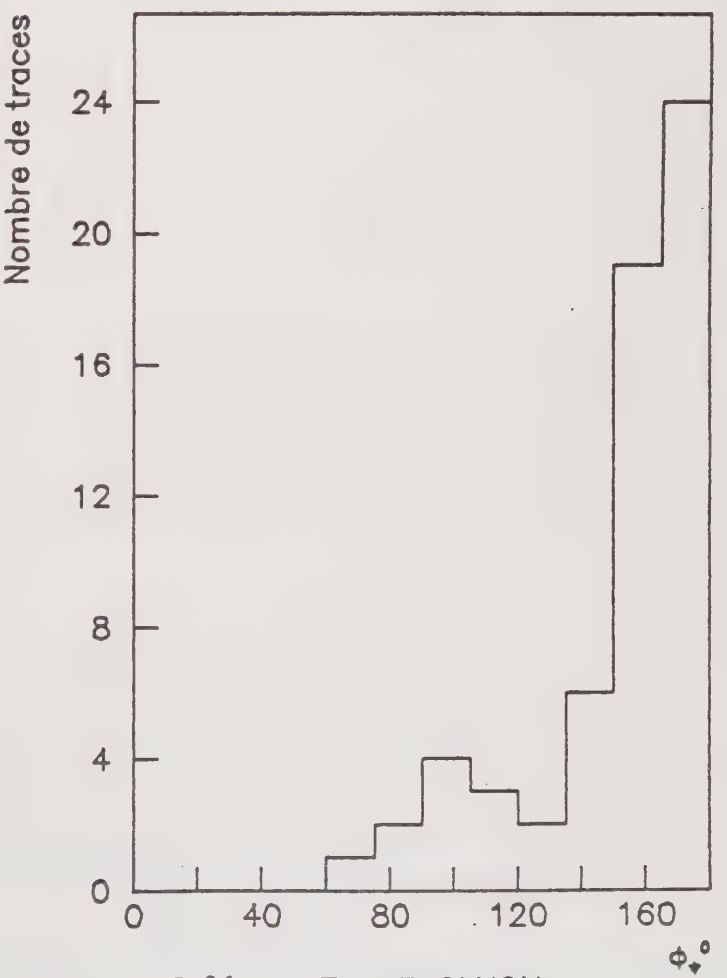
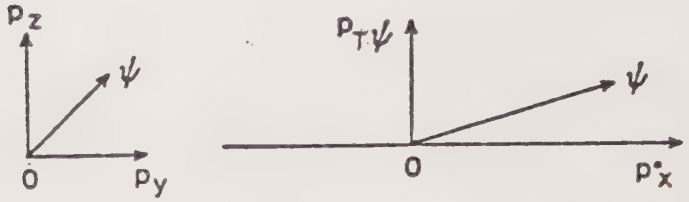


Fig. VII 36 JET DE GLUON

4/ Visualisation des quelques événements sélectionnés :

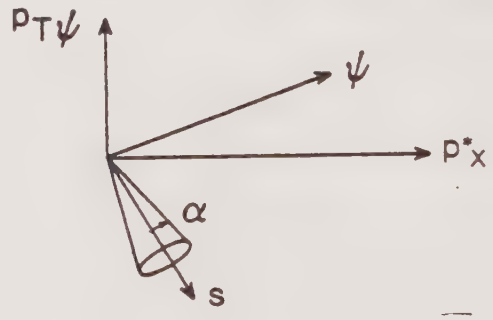
La 2ème vue choisie pour la visualisation sera, dans le centre de masse de la réaction, la projection sur le plan défini par l'axe Ox et le ψ.



Quelques événements sont représentés sur les figures VII 37 à 40.

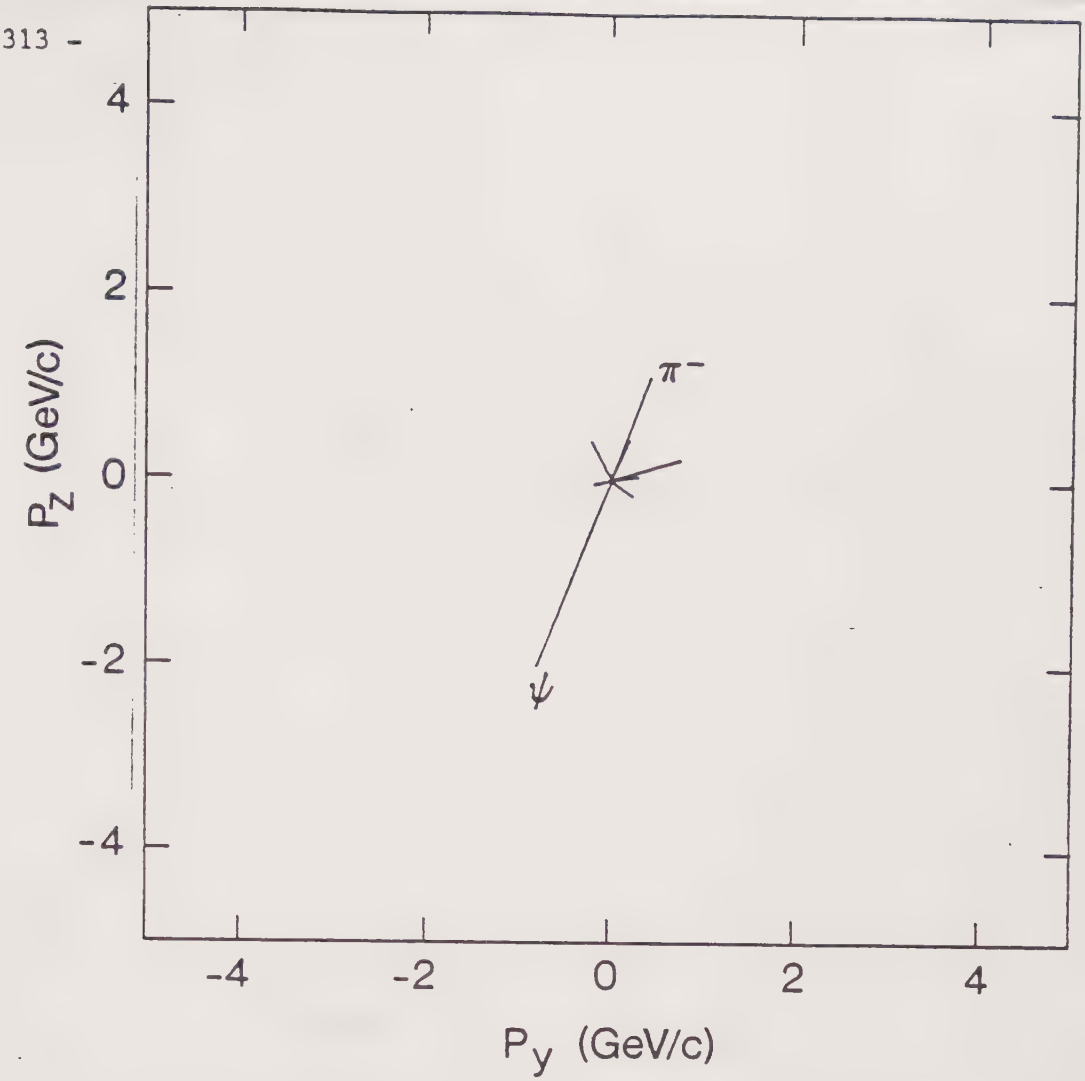
5/ Autres distributions :

a/ géométrique : dans le centre de masse de la réaction, on peut mesurer l'angle α dans l'espace entre le hadron S sélectionné et les autres hadrons :



La distribution expérimentale en cos α est portée sur la figure VII 41 ; un léger excès apparait autour du hadron S (cos α > 0,8). Il n'existe pas sur la distribution d'espace de phase (fig. VII 42) mais est très marqué avec les modèles de jet (fig. VII 43 et 44).

b/ étrange : la distribution expérimentale en Φ_ψ de tous les K° est donnée sur la figure VII 45, les distributions correspondant aux jets de quarks et des gluons sur les figures VII 46 et 47. L'acceptance aux $K^\pm$ varie trop rapidement pour qu'une courbe brute ait un sens (corrélation ψK).


4
2
0
-2
-4
P_z (GeV/c)
π^-
ψ
-4
-2
0
2
4
P_y (GeV/c)

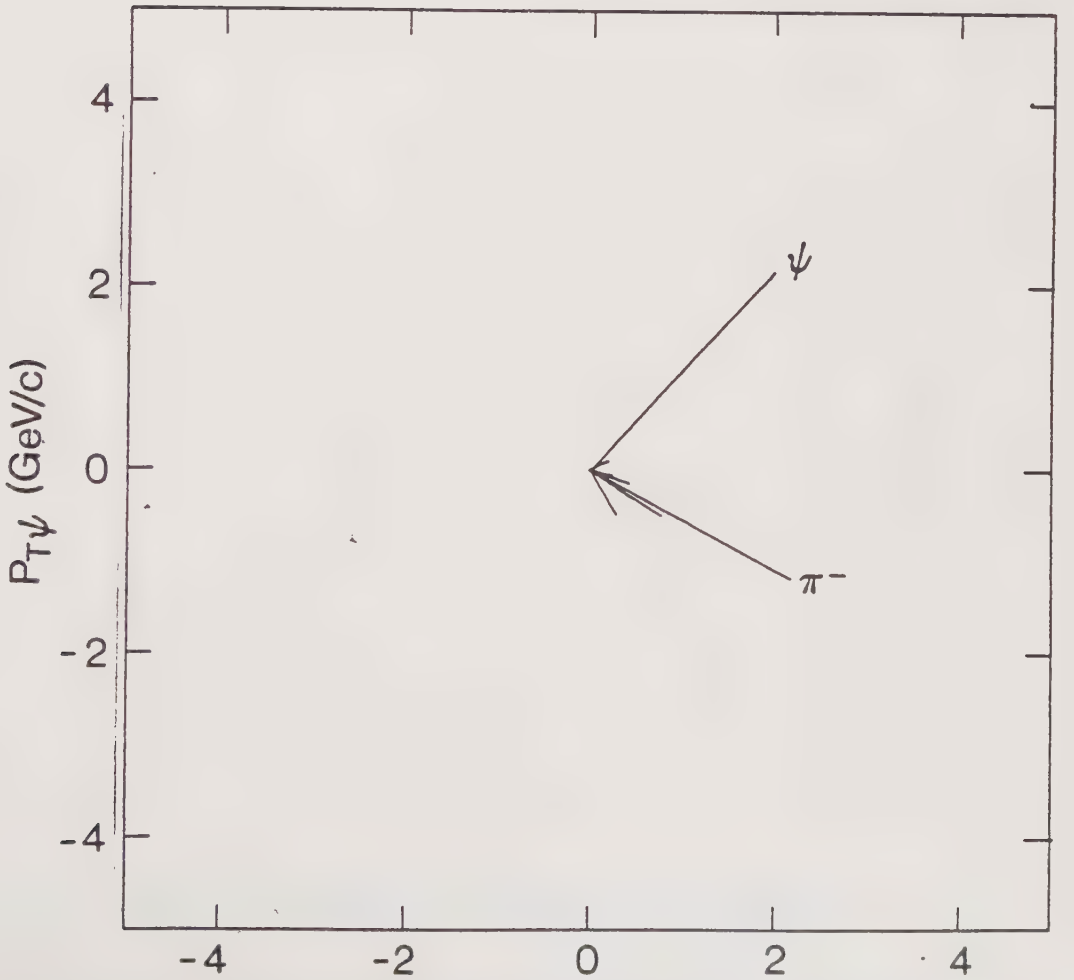
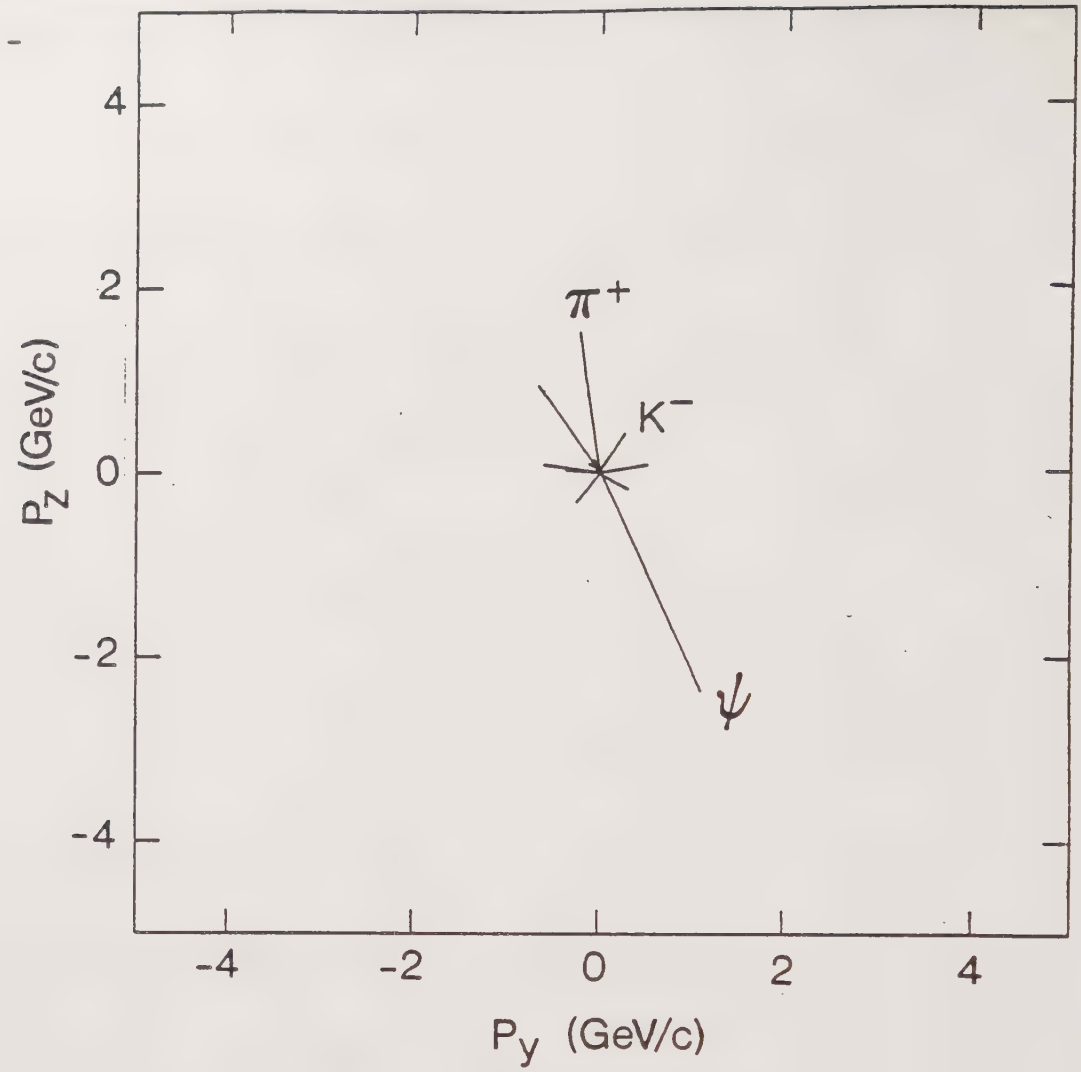
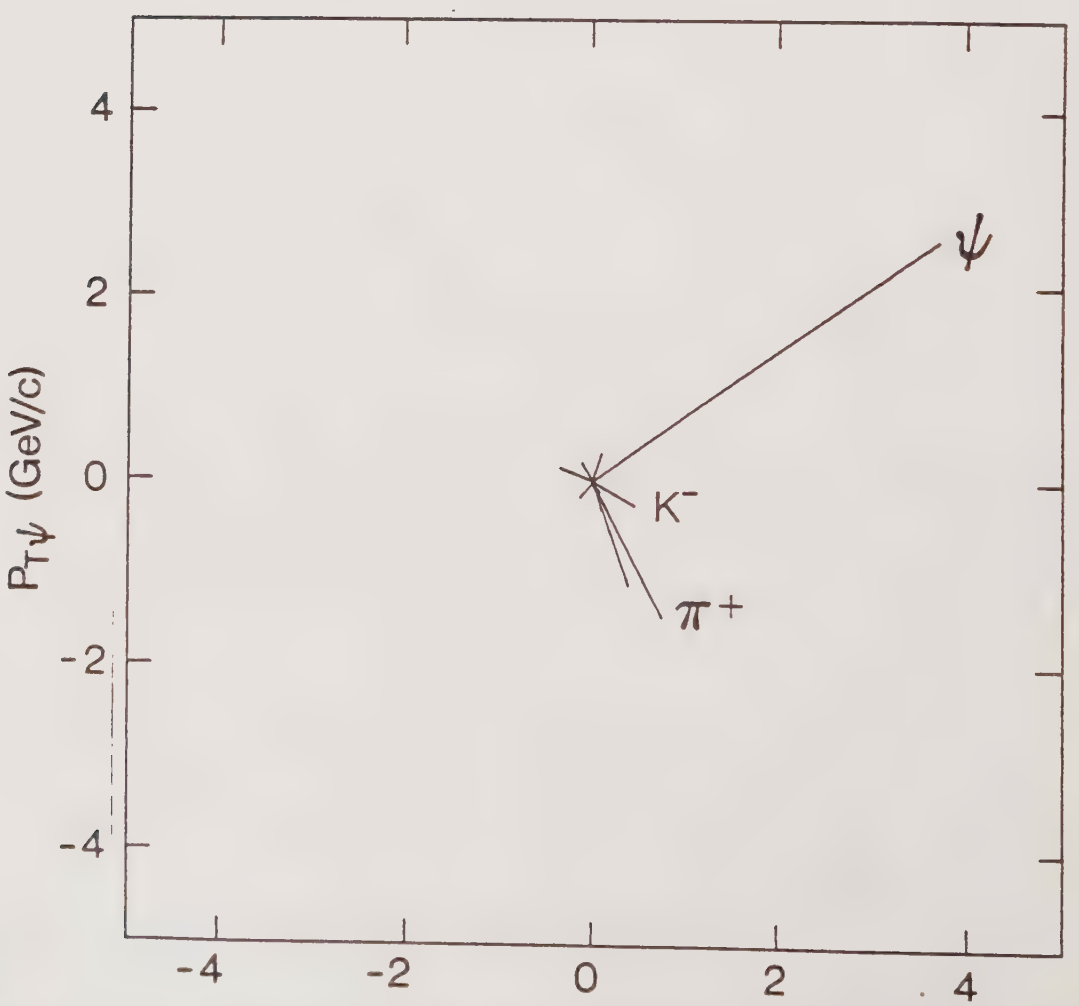

4
2
0
-2
-4
$P_{T\psi}$ (GeV/c)
ψ
π^-
-4
-2
0
2
4
RUN = 14517 Evt = 8725 P_x^* (GeV/c)

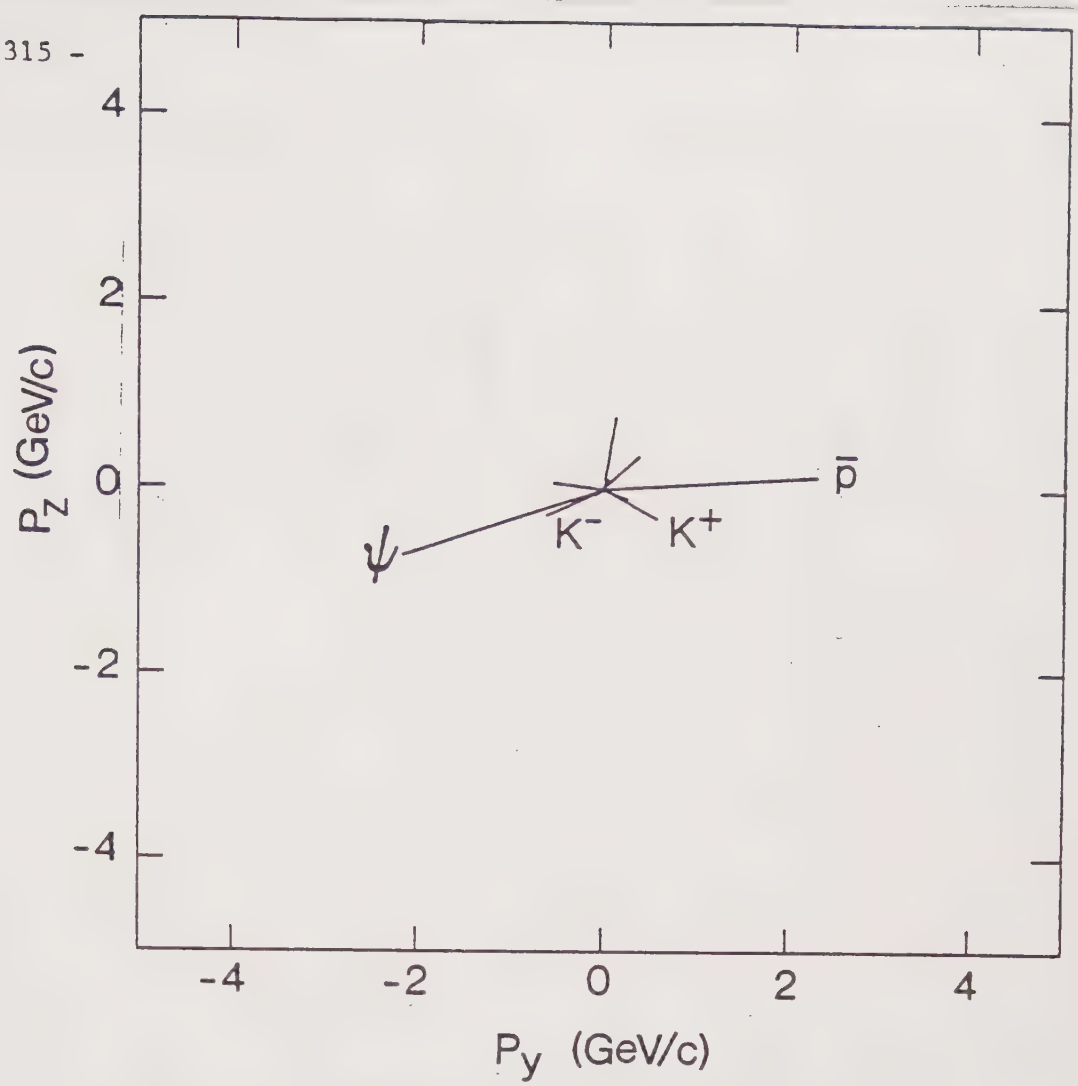
Fig. VII 37

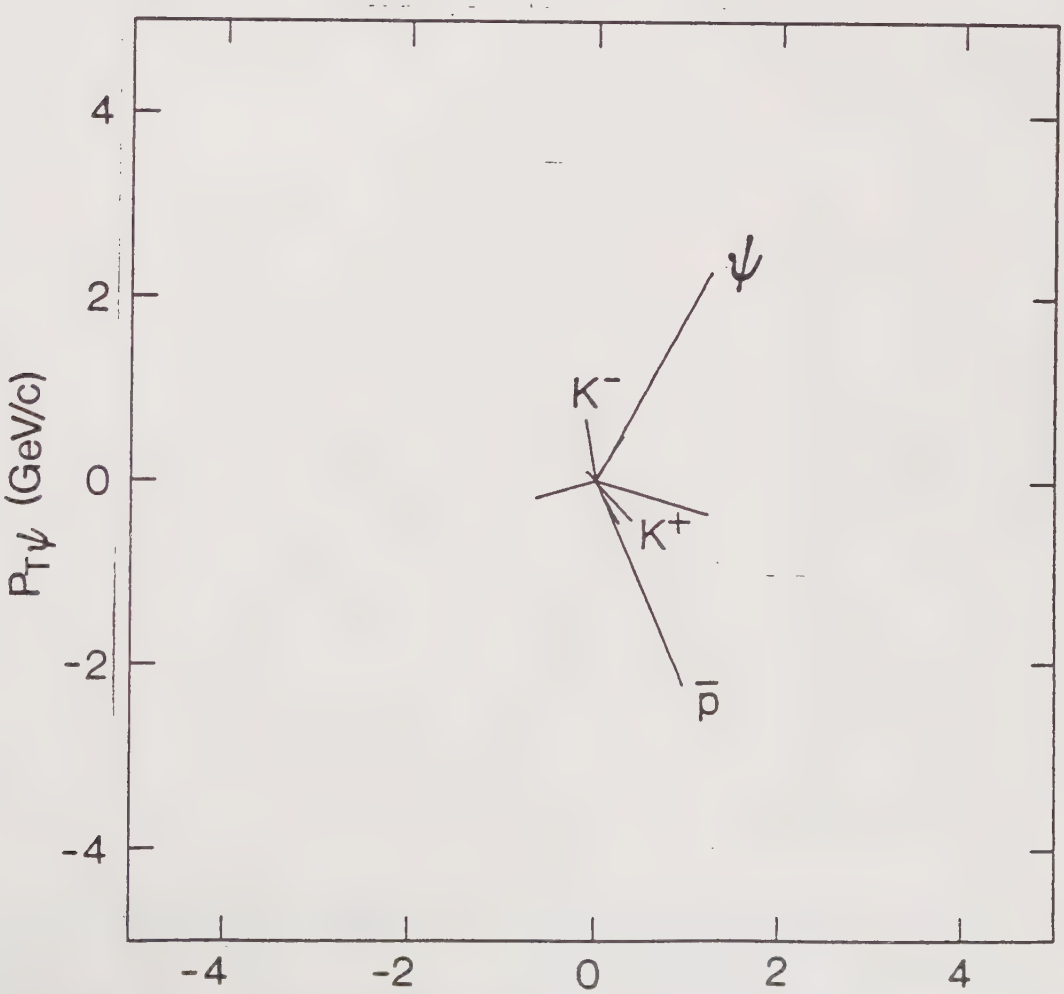




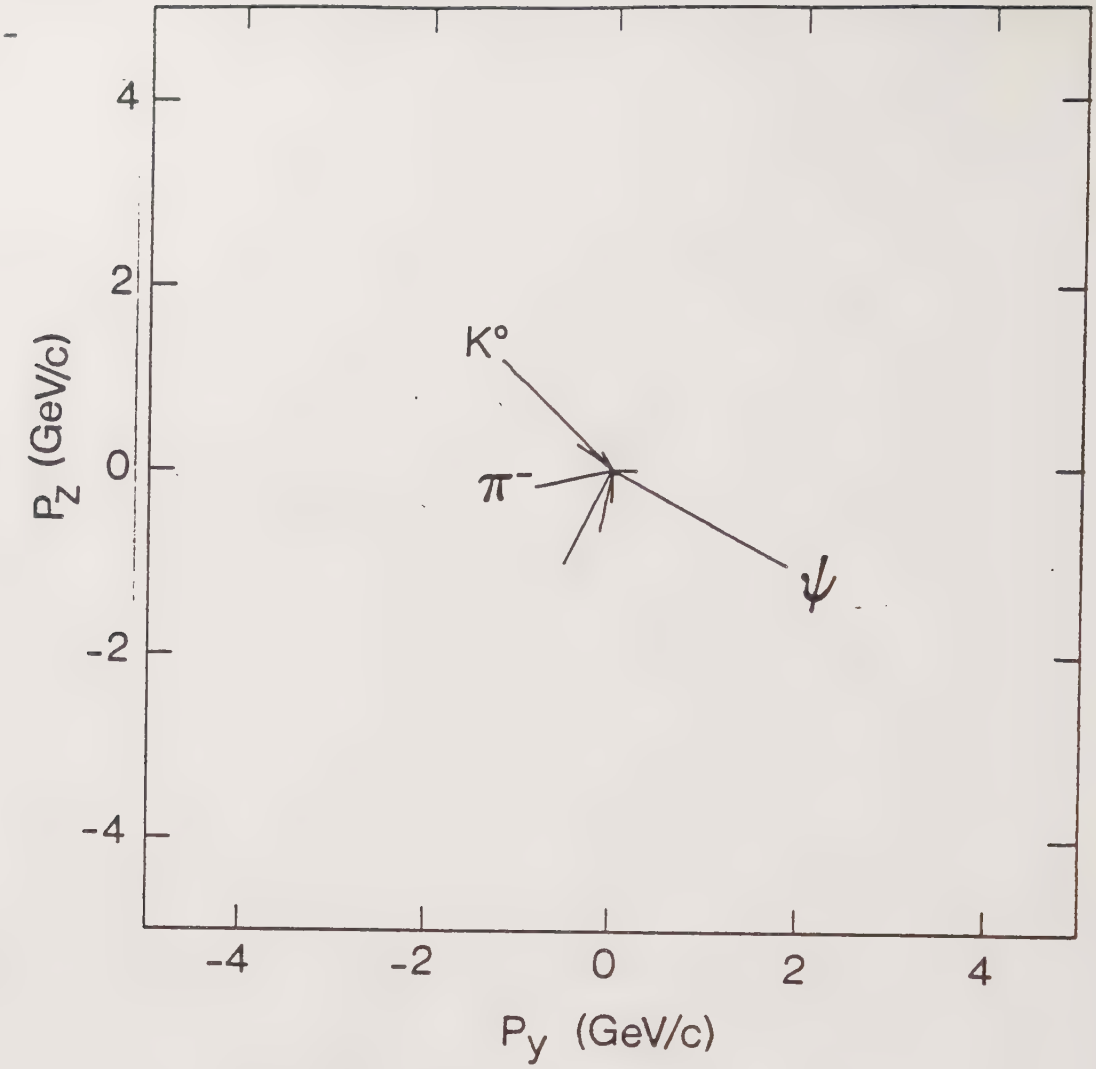
RUN = 14735 Evt = 10272 P_x^* (GeV/c)

Fig. VII 38





RUN =15529 Evt = 3305 P_X^* (GeV/c) Fig. VII 39


4
2
0
-2
-4
P_Z (GeV/c)
K°
π^-
ψ
-4
-2
0
2
4
P_y (GeV/c)

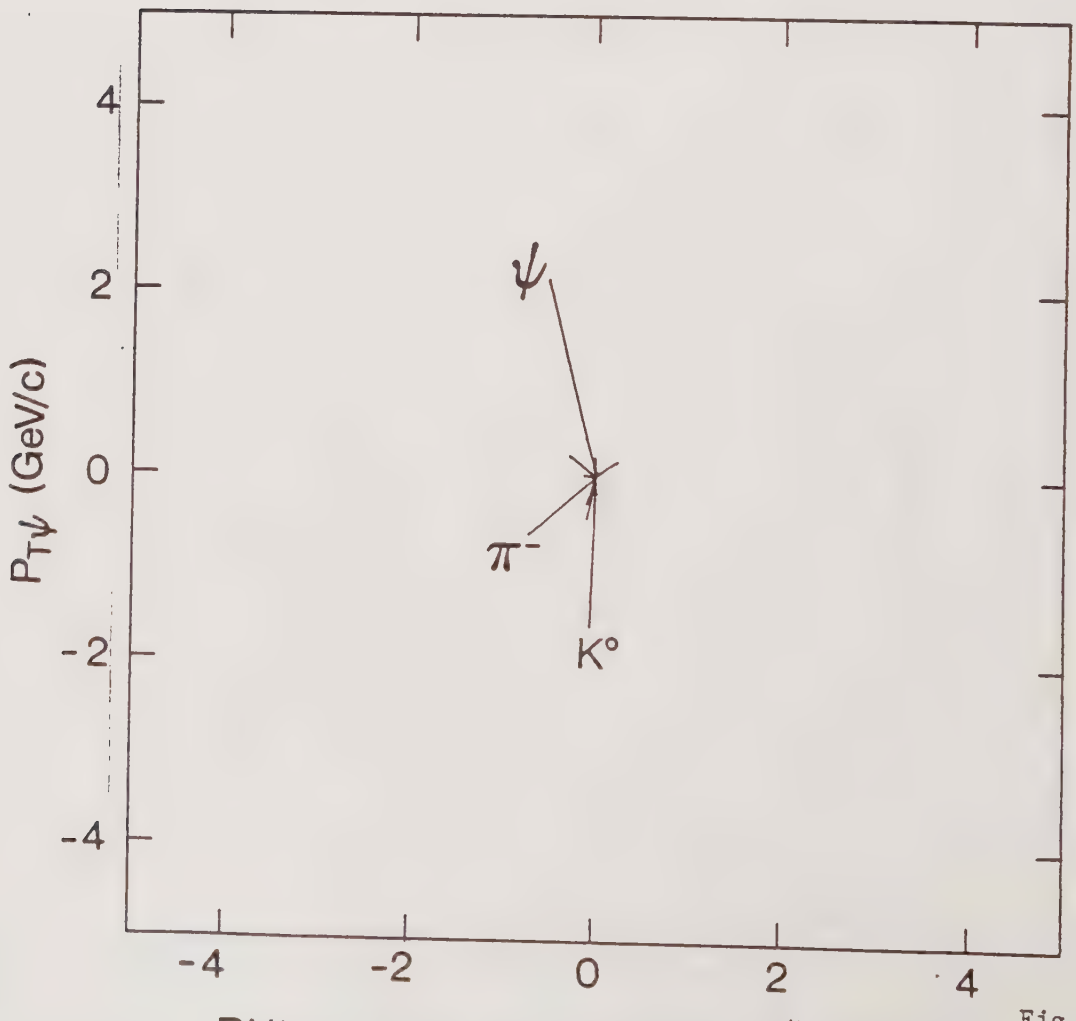

4
2
0
-2
-4
$P_{T\psi}$ (GeV/c)
ψ
π^-
K°
-4
-2
0
2
4
RUN =17239 Evt =158
P_X^* (GeV/c)

Fig. VII 40

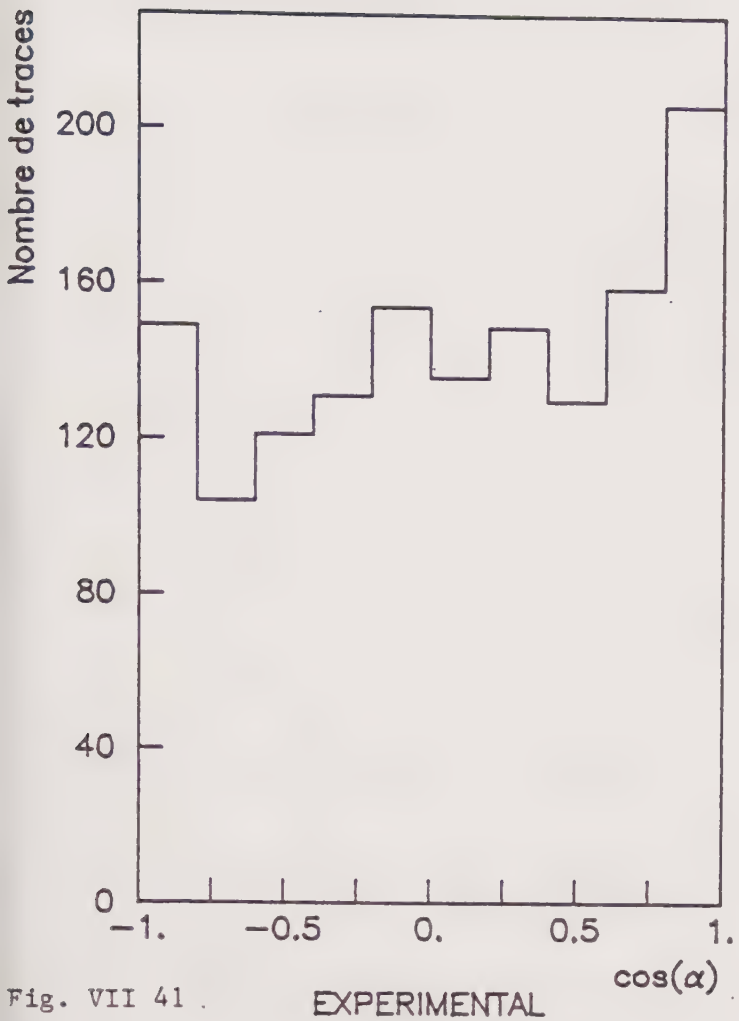


Fig. VII 41 EXPERIMENTAL

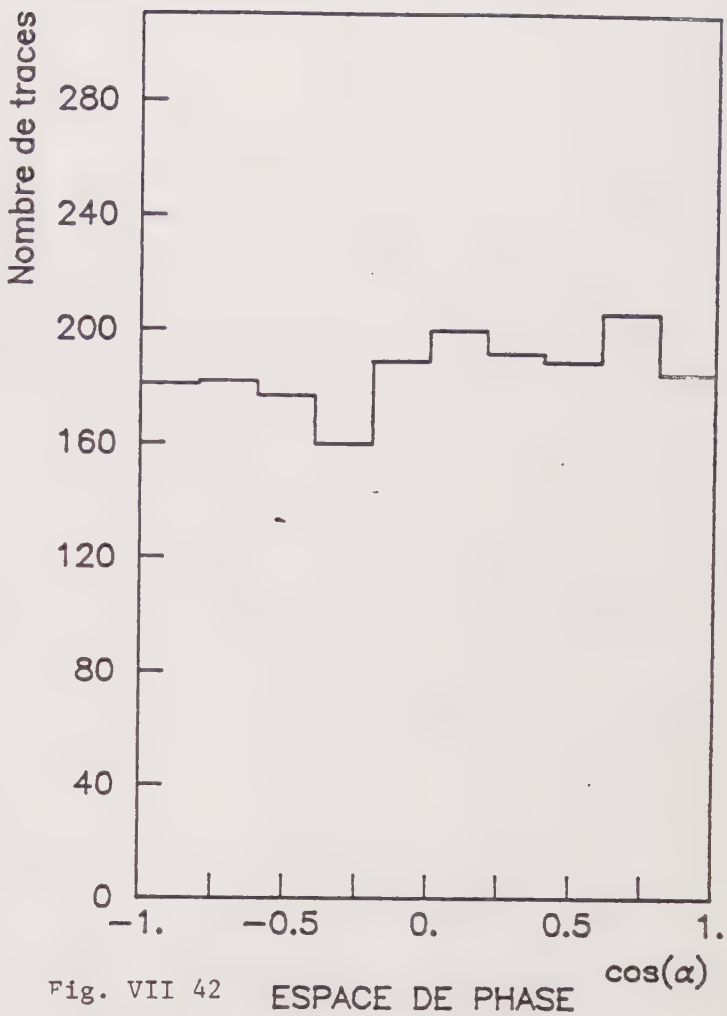


Fig. VII 42 ESPACE DE PHASE

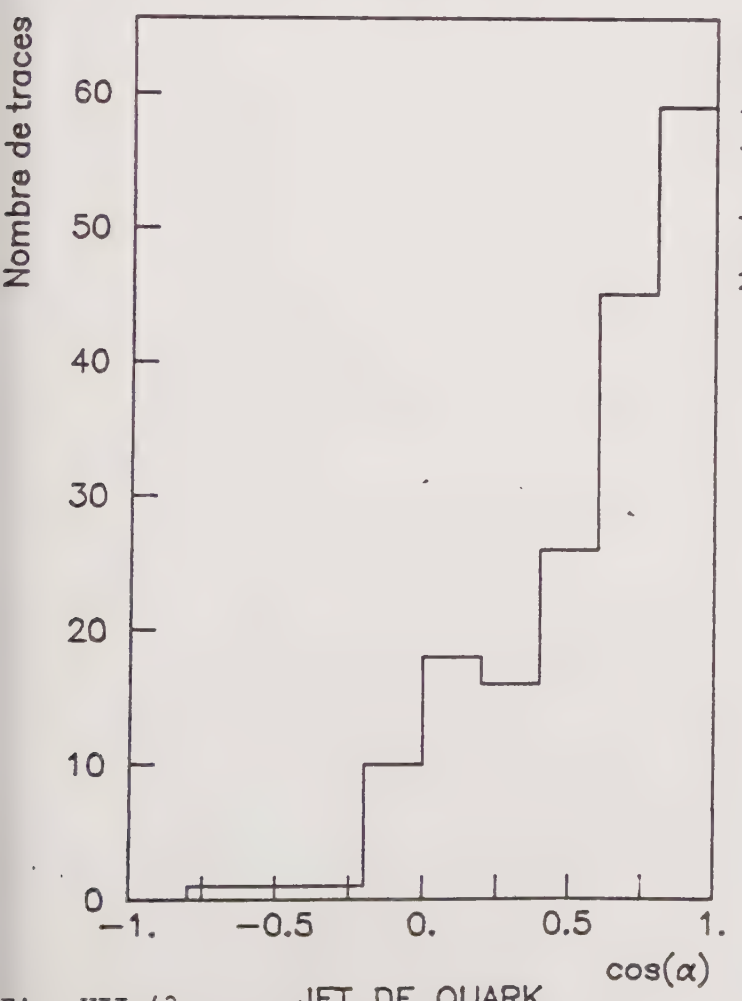


Fig. VII 43 JET DE QUARK

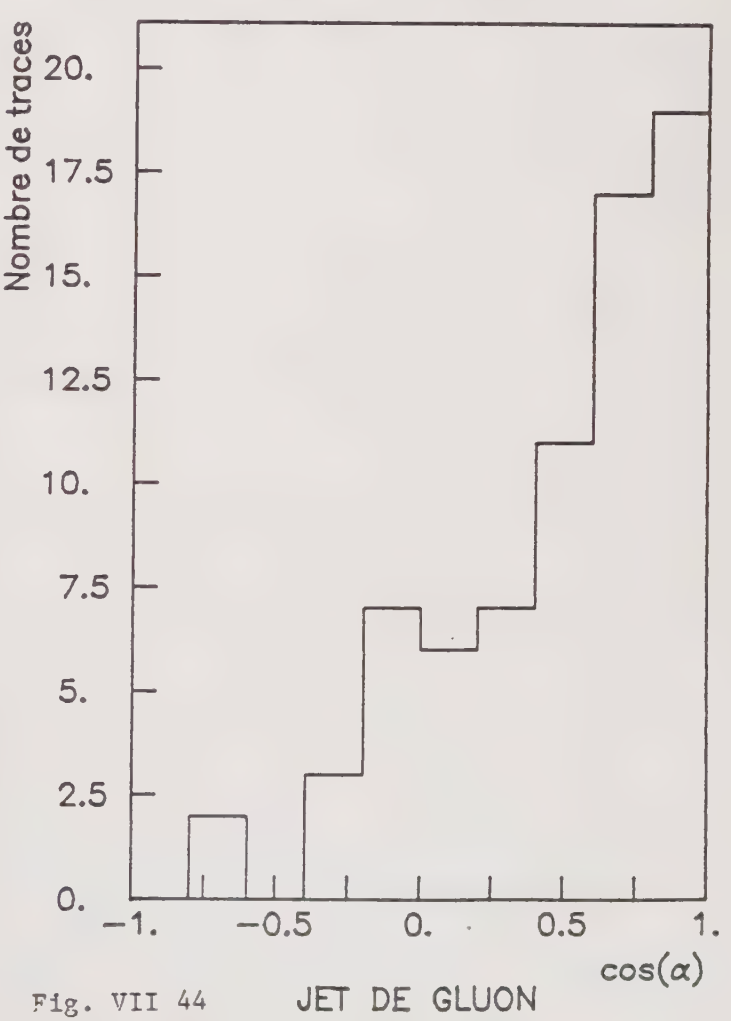


Fig. VII 44 JET DE GLUON

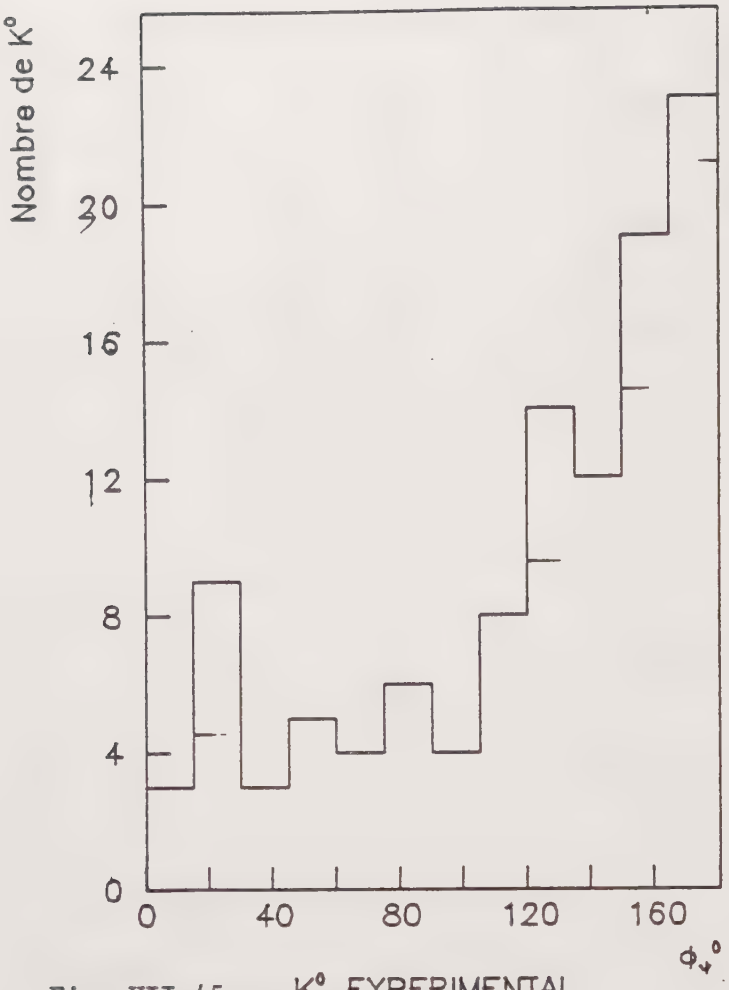


Fig. VII 45 K° EXPERIMENTAL

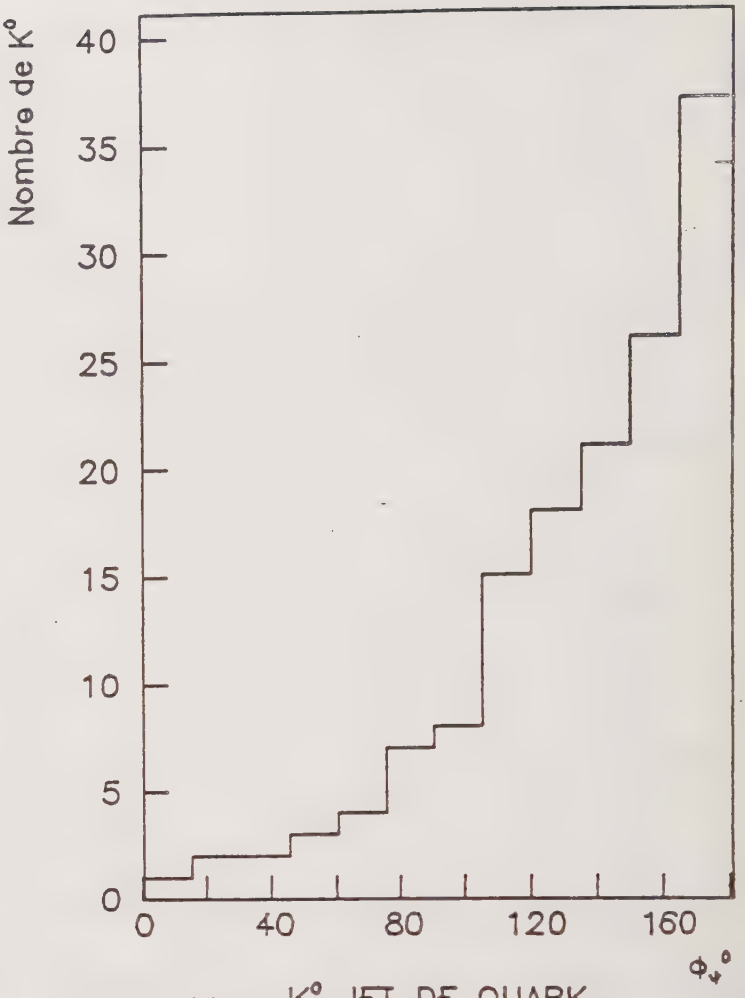


Fig. VII 46 K° JET DE QUARK

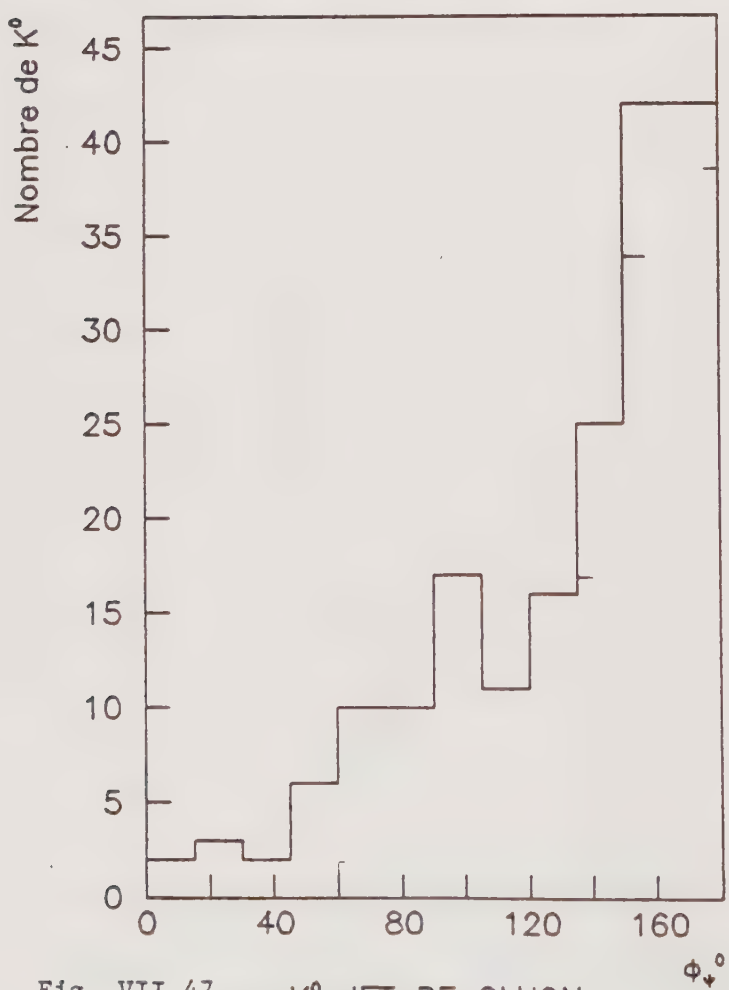


Fig. VII 47 K° JET DE GLUON

c/ rapidité :

La distribution expérimentale brute de rapidité des hadrons S sélectionnés apparait sur la figure VII 48 ; les figures VII 49, 50, 51 correspondent à 3 domaines de rapidité différents pour le ψ. L'effet de corrélation attendu en II/2/a/ n'apparait pas sur la valeur moyenne mais la corrélation attendue est assez large et la fragmentation du jet, comme le montre la simulation, finit de la détruire. Porter la rapidité d'un pseudo-hadron de moment $\vec{p}^* = \vec{p}_s^* \left| \frac{p_{T\psi}}{p_{TS}} \right|$, comme le suggère John Ellis pour "recréer" le jet, ne suffit pas à rétablir cette corrélation, l'angle entre l'axe du jet et le hadron S étant trop grand.

d/ charge électrique :

La différence, dans chaque intervalle de rapidité, entre le nombre de hadrons S positifs et négatifs permet de construire le spectre de la figure VII 52. Un excès de charge négative apparait à $y_s \simeq 0{,}8$. Comme on l'a dit en III/2/b/ c'est la différence brute qui est portée : non corrigée d'acceptance (mais la correction serait faible dans cette région, cf. fig. III 15 et 16) et non normalisée pour pouvoir comparer au modèle.

Un modèle de jet de quark (50 % $\bar{u}$, 50 % d) donne un effet semblable (fig. VII 53) ; ce spectre contient uniquement la contribution du jet (cf III/2/b/), sans une fragmentation éventuelle du π^- incident.

Pour un jet de gluon, une charge nulle est attendue.

Il ne semble pas que cet effet pourrait venir d'une diffusion à grand angle du π^- incident : sur la figure VII 54, j'ai porté la rapidité de la particule la plus rapide de la réaction (y_g) en fonction de la rapidité y_s du hadron S sélectionné ; la plupart des points sont au-dessus de la diagonale : le hadron S n'est en général pas le plus rapide.

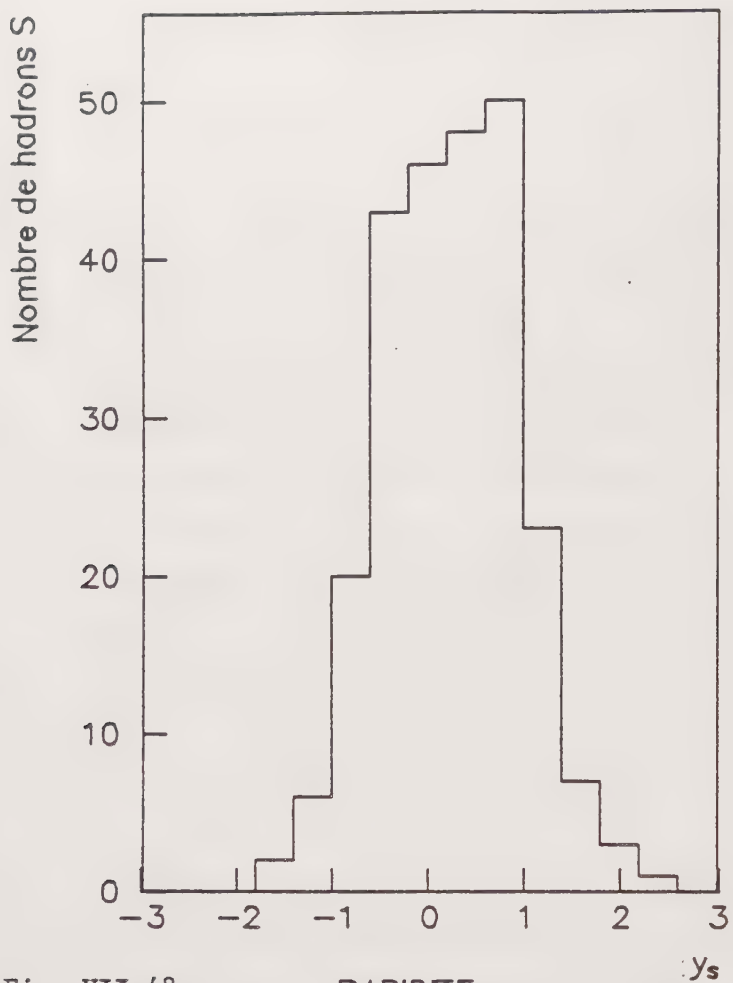


Fig. VII 48 RAPIDITE y_s

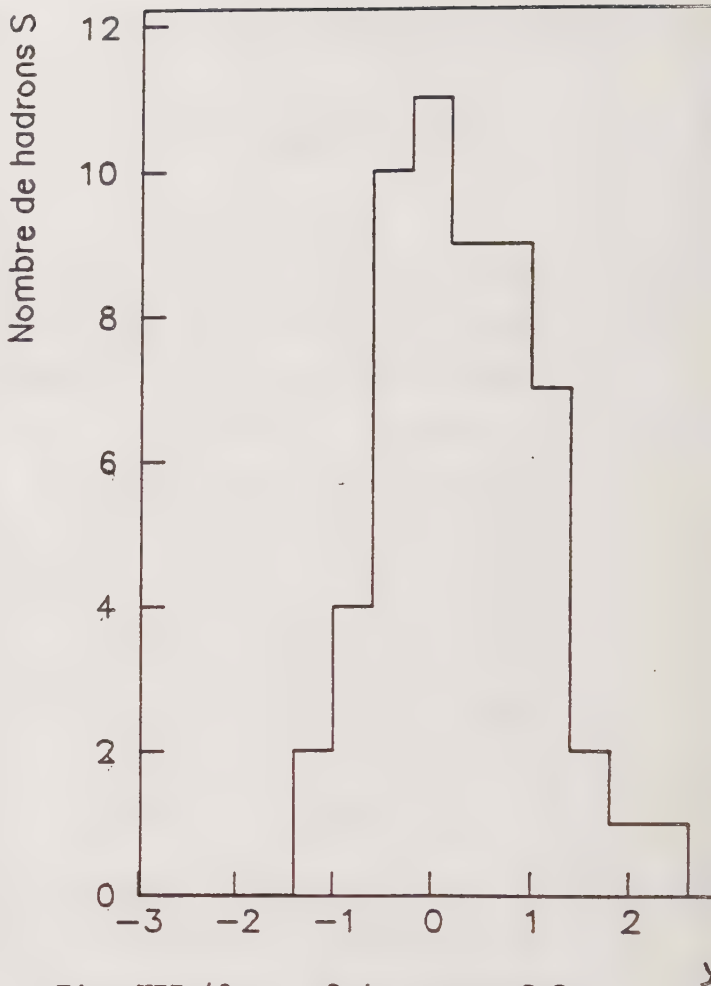


Fig. VII 49 $-0,4 < y_* < 0,2$

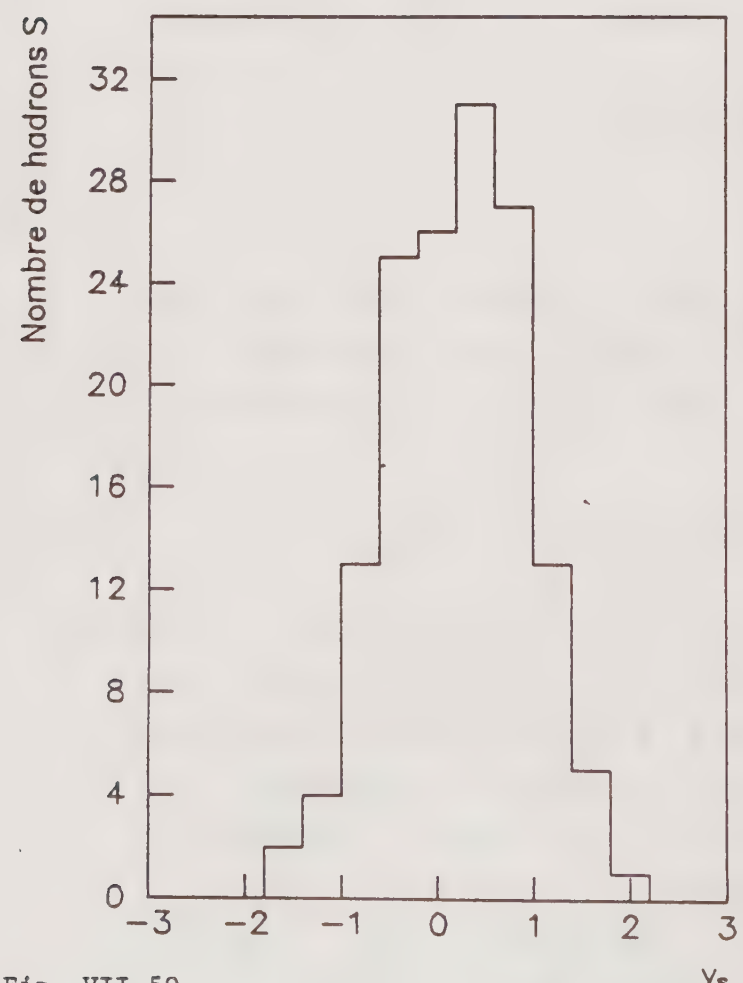


Fig. VII 50 $0,2 < y_* < 0,8$

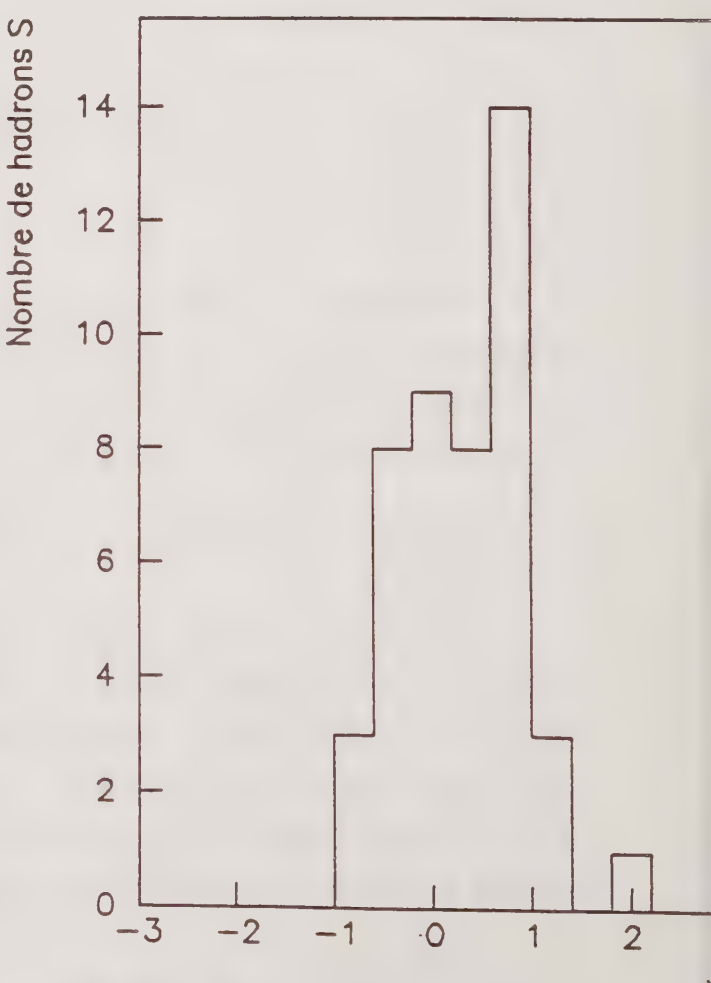


Fig. VII 51 $0,8 < y_* < 1,4$

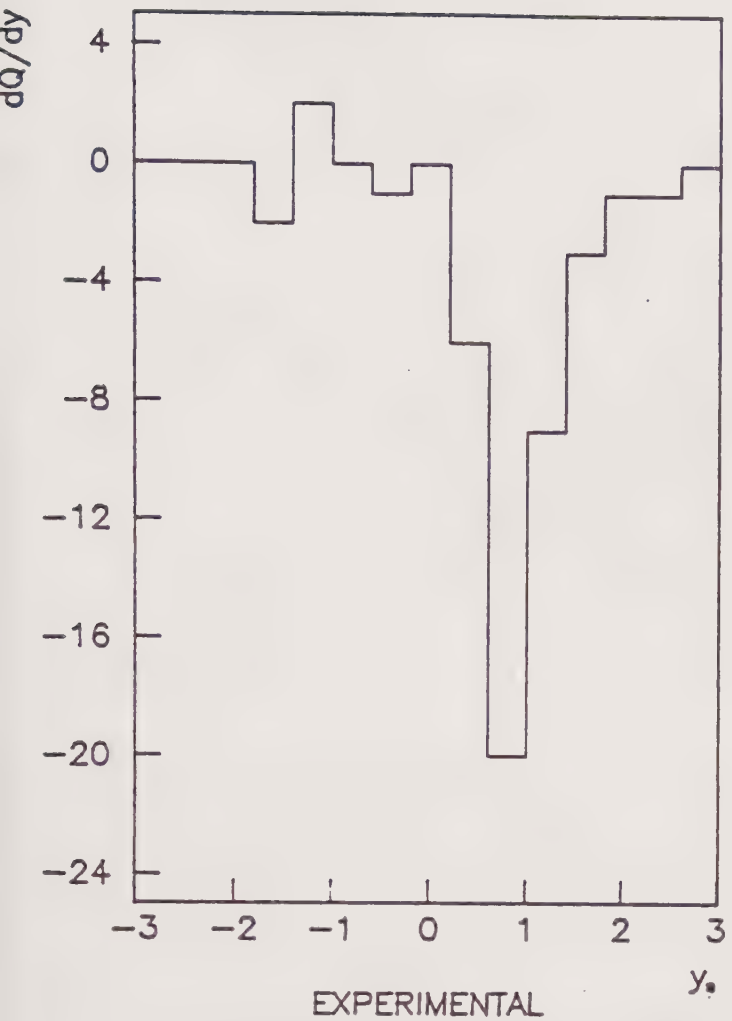


Fig. VII 52

Fig. VII 53

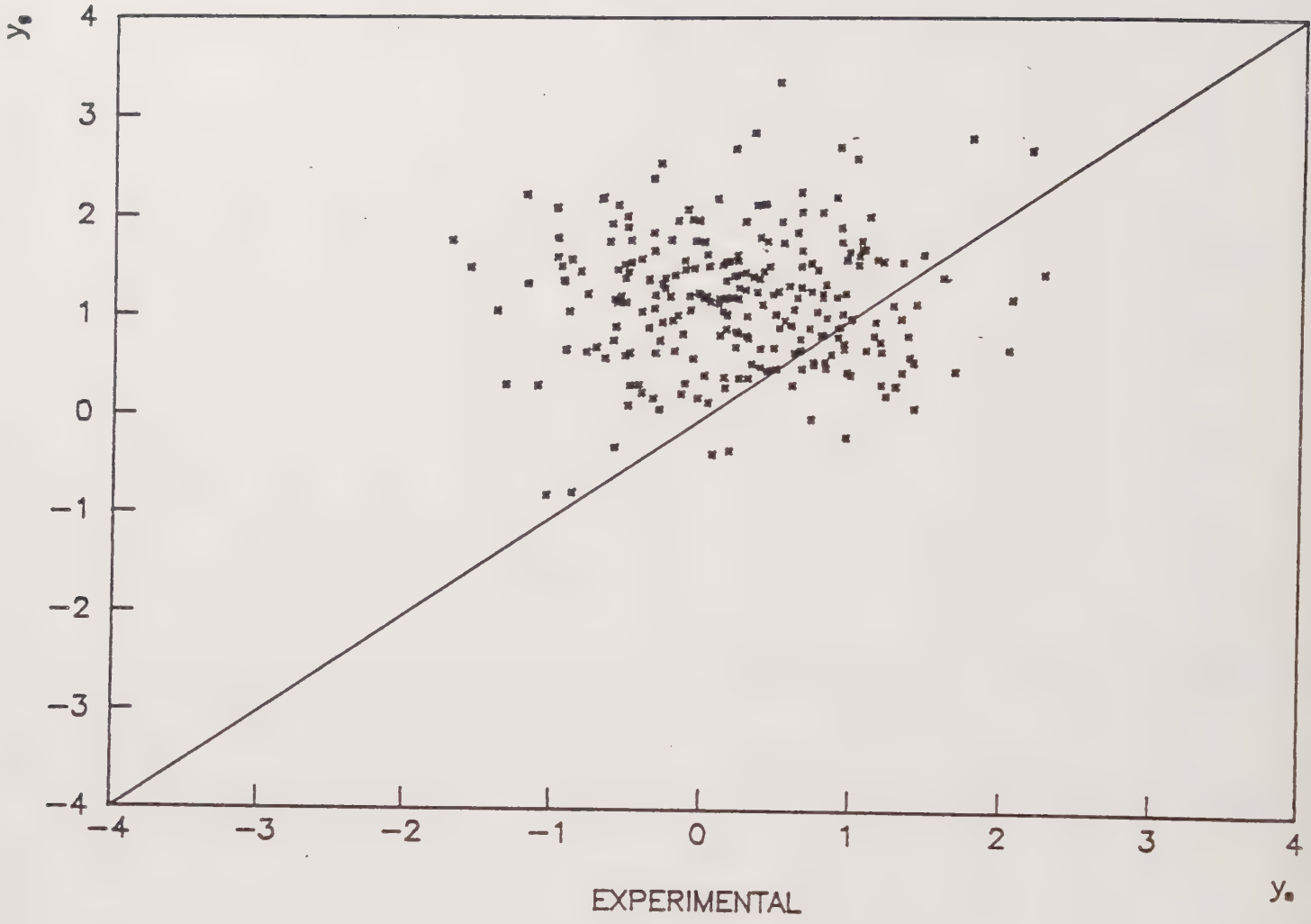


Fig. VII 54

IV/ Conclusion :

Cette étude a montré qu'il existe des effets expérimentaux importants liés aux multiplicités et aux distributions angulaires des hadrons associés, nettement différents de ceux qu'on attend par l'espace de phase.

L'interprétation en terme de jets de quarks ou de gluons est possible, mais n'est pas la seule. Dans cette hypothèse, l'augmentation du nombre de particules étranges indiquerait plutôt des jets de gluons, et la charge négative des jets de quarks.

Une expérience aux ISR (ref. 195) mesurant la distribution des particules chargées associées à des π^0 ou des γ de grand moment transverse, observe aussi une augmentation de la multiplicité dans la direction opposée.

Enfin une autre expérience vient de mesurer les multiplicités associées au mécanisme de Drell-Yan aux ISR (ref. 196) : la variation en fonction de $\sqrt{s}$ et $M_{\mu\mu}$ ne dépend que de la masse hadronique restante, comme on l'attend ; mais il y a, en plus, une augmentation de la multiplicité en fonction du moment transverse du γ^*, dans la direction opposée, comme nous l'observons pour le ψ ; mais cette expérience ne mesure pas l'impulsion et n'identifie pas les hadrons produits.

- CONCLUSION -

Nous avons effectué la première analyse des hadrons produits en association avec le ψ dans les interactions hadroniques.

Le choix du faisceau de $\pi-$ s'est révélé intéressant pour la statistique obtenue (38 000 ψ), certaines comparaisons avec la production de photons virtuels (et du T), et il aurait été favorable à la production de la beauté.

Cette expérience a permis l'observation des résonances ω, ρ ($u\bar{u} \pm d\bar{d}$), Φ ($s\bar{s}$) ψ ($c\bar{c}$), ψ' et T ($b\bar{b}$) par leur désintégration en $\mu+\mu-$ avec une très bonne résolution en masse grâce à la mesure des μ avant l'absorbeur.

L'observation de la désintégration ψ' --> $\psi\pi+\pi-$ donne une mesure précise de la différence des masses $m_{\psi'} - m_{\psi}$.

Des limites sont données pour les autres transitions ($\chi \longrightarrow \psi 3\pi$; $\psi^n \longrightarrow \psi\pi+\pi-$; 2^1P_1, η'_c, $^3D \longrightarrow \psi X$ qui permettent, en y ajoutant la mesure calorimétrique de $\chi \longrightarrow \psi\gamma$, de connaitre la proportion des ψ produits directement ($\simeq 56\%$).

L'analyse du continuum électromagnétique $\mu+\mu-$ entre le ψ' et le T (mécanisme de Drell-Yan : $q\bar{q} \longrightarrow \gamma* \longrightarrow \mu+\mu-$) a permis une vérification de l'invariance d'échelle et une mesure sommaire de la fonction de structure du π et du facteur K, mais aussi d'exclure une forte contribution électromagnétique à la production des ψ, ψ' et T.

L'absence d'événements $\psi D\bar{D}$ rend peu probable la production du ψ à partir de quarks $c\bar{c}$ de la mer des hadrons.

La valeur élevée de la section efficace de production du Ψ montre que les mécanismes inverses des mécanismes de désintégration sont insuffisants pour expliquer cette production. La forme de notre distribution en X_L du ψ ne peut être expliquée par les modèles naifs de fusion quark-antiquark ou gluon-gluon et nécessite, par exemple, une modification de la fonction de structure attendue pour le gluon dans le pion.

L'état actuel de l'analyse ne permet pas de fixer précisément la valeur relative des contributions $q\bar{q}$ et gg ; en appliquant les résultats de l'expérience NA3 (sur la production du ψ à partir de faisceau de protons et d'anti protons) à notre expérience, nous obtenons 50 % $q\bar{q}$ et 50 % gg. La comparaison de la charge électrique des hadrons produits vers l'avant, dans notre expérience, avec des ψ ou des photons virtuels donne des contributions du même ordre. Mais aucun effet lié à la couleur des gluons (multiplicité, gluonium) n'apparait.

L'évolution de la production des résonances en fonction de M^2/s (par comparaison avec d'autres expériences) correspond assez bien à ce qu'on attend d'un modèle simple malgré une valeur expérimentale plus élevée pour le Υ.

La forme de notre distribution en x_L du ψ est assez voisine de celle mesurée pour le φ, à même M^2/s.

L'augmentation de la multiplicité des hadrons (et des particules étranges) associées à des ψ à grand moment transverse, traduit probablement l'apparition de nouveaux processus ($qg \longrightarrow \psi q$, $gg \longrightarrow \psi g$.....) ; mais la distribution en X_L des ψ correspondants est différente de celle obtenue avec un modèle simple.

L'analyse de la distribution angulaire de ces hadrons montre que l'augmentation de multiplicité a lieu uniquement dans la direction opposée au ψ (dans le plan des impulsions transverses).

Les résultats obtenus ne sont pas compatibles avec un modèle d'espace de phase mais pourraient l'être avec des modèles de jets de quark ou de gluon. Mais nous sommes limités par notre faible statistique à grand moment transverse pour le ψ (et pour les photons virtuels). Une expérience est prévue à Fermilab dans ce but.

La présence d'un signal dans un spectre $\psi K^{\circ}\pi^{\pm}$, pouvant provenir d'une désintégration possible de la beauté ($B = b\bar{u}$), avait provoqué la prolongation de notre expérience ; cette statistisque beaucoup plus importante a montré que ce signal n'était qu'une fluctuation statistique et a permis de donner des limites pour les différents modes possibles [B ($b\bar{u}$, $b\bar{d}$) $\longrightarrow$ ψK, $\psi K\pi$, ψK^{*}...; B°_{s} ($b\bar{s}$) $\longrightarrow$ $\psi K^{+}K^{-}$, $\psi\Phi$; $B^{\pm}_{c}$ ($b\bar{c}$) $\longrightarrow$ $\psi\pi^{\pm}$].

Mais les modes de désintégration que nous avons indiqués semblent être en mesure de permettre la 1ère reconstruction de la masse effective du B en anneaux de collision e+e- à Cornell.

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le professeur P. Lehmann d'avoir accepté de présider ce jury et Messieurs M. Davier, B. Diu, J.P. Perez Y Jorba et D. Treille d'avoir bien voulu en être membres.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Bareyre de m'avoir accueilli dans son équipe et de m'avoir prodigué conseils et encouragements tout au long de l'expérience. Cette expérience est le fruit d'une collaboration entre les laboratoires de Saclay, Imperial College (Londres), Southampton et Indiana (Bloomington) ; j'en remercie tous les membres qui en ont permis la réalisation et le succès, notamment ceux qui ont participé directement à mon travail et que j'ai cités tout au long de cette thèse ; en particulier, je suis très reconnaissant à B. Pietrzyk d'avoir su rester efficace et enthousiaste jusqu'à la fin de l'analyse.

La production des résultats au CERN a nécessité 300 jours de travail ininterrompu et je tiens à remercier R. Brun pour ses conseils éclairés, F. Bernasconi pour sa gestion efficace et les opérateurs de la CDC 7600 pour leur compréhension et leur aide.

Les figures de cette thèse ont été réalisées grâce aux soins de Mr. R. El Beze et de Mme D. Breisch ; Mmes O. Lebey et E. Lustière en ont assuré la dactylographie et la mise en pages avec une grande compétence et une amabilité jamais démentie ; qu'ils trouvent ici mes remerciements sincères.

REFERENCES

[1] D. PLANE, Rapport CERN SPS EA 78-7

[2] A. WYLIE, PhD Thesis, London (1979)
G. KING ,, ,, ,, (1980)

[3] J. POINSIGNON et R. BARATE,
Essai du circuit FILAS sur une chambre proportionnelle
Rapport interne DPhPE/SEE, 24/10/1974

[4] P. BAREYRE et al.,
IEEE Trans. Nucl. Sc. NS23 (1976) 274

[5] P. BAREYRE et al.,
Nuclear Inst. Meth. 131 (1975) 585

[6] J. POINSIGNON et al.,
Proc. of the Wire Chamber Conference, Vienne (Autriche) 1978,
Nucl. Inst. Meth. 156 (1978) 141

[7] I.K. GJERPE,
Thèse, Université d'Oslo, p. 115

[8] J.C. LASSALLE et al.,
TRIDENT, Rapport CERN DD/80/8 (1980)

[9] H. WIND,
Nucl. Instr. Meth. 115 (1974) 431

[10] J.P. DUFEY et Wilson, Rapports CERN NP/OM/75/218 et OM/SPS/76/18

[11] R. BRUN et al., ZBOOK, Rapport CERN DD 78/1

[12] R. BRUN et al., GEANT, Rapport CERN DD 78/2

[13] R. BRUN et al., HBOOK, Rapport CERN DD 77/9

[14] J.V. JELLEY, Cerenkov radiation and its applications,
(Pergamon Press, 1958)

[15] RCA photomultiplier manual

[16] S. ZANINOTTI, thèse d'état, à paraitre, Paris XI

[17] S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264

[18] S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS, L. MAIANI,
Phys. Rev. D2 (1970) 1285

[19] M. KOBAYASHI et T. MASKAWA, Progr. Theor. Phys. 49 (1973) 652

[20] R.P.FEYNMAN, Ecole d'été de physique théorique,
Les Houches 1976 (éditeurs R. Balian et C.H. Llewellyn-Smith,
North-Holland, 1977) p.121

[21] S.D. DRELL et T.M. YAN, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316, Ann. Phys. (NY) 66 (1971) 578

[22] M.A. ABOLINS et al., Rapport interne Saclay, DPhPE 78-05

[23] J.J AUBERT et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404

[24] J.E. AUGUSTIN et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406

[25] S. OKUBO, Phys. Lett. 5B (1963), 165

[26] R. BARBIERI et al., Phys. Lett. 95B (1980) 93

[27] J.E. GAISER, Moriond Workshop on new Flavours, Les Arcs (1982) (Ed. Frontières) p. 11

[28] G. ALTARELLI et al., Nucl. Phys. B 92 (1975) 413

[29] T. APPELQUIST et H.D. POLITZER, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 43

[30] E. EICHTEN et al., Phys. Rev. D 17 (1978) 3090

[31] C.L. CRITCHFIELD, J. Math. Phys. 17 (1976) 261
Phys. Rev. D 12 (1975) 923

[32] W. BUCHMULLER et S.H.H. TYE, Phys. Rev. D 24 (1981) 132

[33] J.KIRKBY, Rapport SLAC PUB 2419

[34] G.S. ABRAMS et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453

[35] V. LÜTH, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1124

[36] K. BERKELMAN, Proceedings of the XX Intern. Conference on High Energy Physics, Madison 1980, p. 1500
A.A. ZHOLENTZ et al., Phys. Lett. 96B (1980) 214

[37] T.M. HIMEL, PhD Thesis, Rapport SLAC n°223 (non publié)

[38] M. OREGLIA et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 959

[39] L.S. BROWN and R.N. CAHN, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1

[40] R. KOGERLER et al., Phys. Lett. 65B (1976) 441

[41] A. BILLOIRE et al., Nucl. Phys. B 155 (1979) 493

[42] T.M. YAN, Phys. Rev. D 22 (1980) 1652

[43] T.M. HIMEL et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 920

[44] S.W. HERB et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252

[45] Ch. BERGER et al., Phys. Lett. 76B (1978) 243
et Phys. Lett. 78B (1978) 176
C.W. DARDEN et al., Phys. Lett. 76B (1978) 246
et Phys. Lett. 78B (1978) 364
J.K. BIENLEIN et al., Phys. Lett. 78B (1978) 360

[46] B. NICZYPORUK et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 92
H. ALBRECHT et al., DESY Report 80/30

[47] W.R. INNES et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 1240
K. UENO et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 486

[48] D. ANDREWS et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1108
T. BOHRINGER et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1111

[49] J. ROSNER, C. QUIGG et H.B. THACKER, Phys. Lett. 74B (1978) 35

[50] E. EICHTEN et K. GOTTFRIED, Phys. Lett. 66B (1977) 286

[51] P. HASENFRATZ et al., Phys. Lett. 95B (1980) 299

[52] R.C. GILLES et S.H.H. TYE, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1175
Phys. Rev. D 16 (1977) 1079
W. BUCHMULLER et S.H.H. TYE, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 850

[53] J. BADIER et al., Phys. Lett. 86B (1979) 98

[54] B. NICZYPORUK et al., Phys. Lett. 100B (1981) 95
G. MAGERAS et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1115
J.J. MUELLER et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1181

[55] C. QUIGG et J.L. ROSNER, Phys. Lett. 71B (1977) 153
G. BAHNOT et S. RUDAZ, Phys. Lett. 78B (1978) 119

[56] J.L. RICHARDSON, Phys. Lett. 82B (1979) 272

[57] W. BUCHMULLER, Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 103 et 587 (erratum)

[58] A. MARTIN, Phys. Lett. 100B (1981) 511

[59] H.F.W. SADROZINSKI, Proceedings of the XX Intern. Conference on High Energy Physics, Madison 1980, p. 681

[60] J.D. JACKSON, Proc. 1977 European Conference on Particle Physic Budapest (éd. L. Jenik et I. Montray), Vol.I, p.603
(ou preprint CERN TH 2351)

[61] E. EICHTEN et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 500
K. LANE et E. EICHTEN, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 477

[62] G. GOLDHABER et al., Phys. Lett. 69B (1977) 503

[63] A. DE RUJULA, H. GEORGI, S.L. GLASHOW,
Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 317

[64] M.B. VOLOSHIN et L.B. OKUN, JETP Lett. 23 (1976) 333

[65] E. EICHTEN et al., Phys. Rev. D 21 (1980) 203

[66] J. BURMESTER et al., Phys. Lett. 68B (1977) 283

[67] T.H. BURNETT (Crystal Ball), Proceedings of the XX Intern. Con on High Energy Physics, Madison 1980, p. 666

[68] C.J. BIDDICK et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1324

[69] C.M. KIESLING et al. (Crystal Ball), Proc. 1979 Intern. Conference on High Energy Physics, Geneve, p.293

[70] J. ARAFUNE et M. FUKUGITA, Phys. Lett. 102B (1981) 437

[71] J.D. JACKSON, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1107

[72] R. BARBIERI, R. GATTO, R. KOGERLER, Phys. Lett. 60B (1976) 183

[73] R. BARBIERI, R. GATTO, E. REMIDDI, Phys. Lett. 61B (1976) 465

[74] J.D. JACKSON, Proc. XII Rencontre de Moriond, Flaine 1977, Vol.3, p.

[75] R. BARBIERI et al., Phys. Lett. 95B (1980) 93

[76] W. ELMASTER, Proceedings of the XX Intern. Conference on High Energy Physics, Madison 1980, p. 725

[77] J.G. Mac EWEN et al., Proceedings of the XX Int. Conference on High Energy Physics, Madison 1980, p. 197

[78] S. PORTES, Bull Am. Phys. Soc 26 (1981) 586
R. RAJA, Preprint FERMILAB PUB 81/32 EXP (1981) soumis à Physical Review

[79] C.A. FLORY et I. HINCHLIFFE, preprint LBL 12703 (1981)

[80] E.L. BERGER et C. SORENSEN, preprint ANL-PR 81-28 (july 1981)

[81] G. SEGRE et J. WEYERS, Phys. Lett. 62B (1976) 91

[82] F.M. RENARD, Phys. Lett. 65B (1976) 157

[83] S. MINAMI et R. NAKASHIMA, Lett. Nuovo Cimento 30 (1981) 293
S. MINAMI et R. NAKASHIMA, Osaka preprint OCU 75 (March 1981)

[84] A. BILLOIRE, Phys. Lett. 76B (1978) 499

[85] D. SIVERS Phys. Rev. D 11 (1975) 3253

[86] M.K. GAILLARD, B.W. LEE, J.L. ROSNER, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 277

[87] R. SCHNIDLER, Ph. Thesis et Phys. Rev. D 24 (1981) 78

[88] M.B. EINHORN et C. QUIGG, Phys. Rev. D 12 (1975) 2015

[89] J. ELLIS et al., Nucl. Phys. B 100 (1975) 313

[90] D. FAKIROV et B. STECH, Nucl. Phys. B 133 (1978) 315

[91] U. BAUR et H. FRITZSCH, Preprint MPI-PAE/PTh 32/81

[92] M.K. GAILLARD et B.W. LEE, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 108

[93] G. ALTARELLI et L. MAIANI, Phys. Lett. 52B (1974) 351

[94] J. LEVEILLE, preprint UM-HE 81-18

[95] Vainshtein-Zakharov-Shifman, JETP Lett. 22(1975) 55

[96] N. CABIBBO, L. MAIANI, Phys. Lett. 79B (1978) 109

[97] B. GUBERINA et al., Nucl. Phys. B 171 (1980) 333

[98] G. ALTARELLI, Phys. Lett. 99B 141 (1981)

[99] N. CABIBBO et al., Nucl. Phys. B 155 (1979) 93

[100] M. BANDER et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 7 et 962 (erratum)

[101] H. FRITZSCH, Phys. Lett. 90B (1980 455

[102] I.I. BIGI, Z. Phys. C 5 (1980) 313

[103] B. GUBERINA et al., Phys. Lett. 89B (1979) 111

[104] M.S. CHANOWITZ, preprint LBL 10924

[105] R. SCHINDLER, communication privée

[106] C. JARLSKOG et al., Nucl. Phys. B109 (1976) 1

[107] K. KLEINKNECHT, Proceedings XVII Int. Conf. on High Energy Physics
Londres (1974), p.III-23

[108] R.E. SHROCK et L.L. WANG,
Phys. Rev. Letters 41 (1978) 1692

[109] J.S. HAGELIN, Phys. Rev. D20 (1979) 2893

[110] V. BARGER, W.F. LONG, S. PAKWASA,
Phys. Rev. Letters 42 (1979) 1585

[111] R.E. SHROCK, S.B. TREIMAN, L.L. WANG
Phys. Rev. Letters 42 (1979) 1589

[112] L.L.C. WANG et F. WILCZEK, Phys. Rev. Let. 43 (1979) 816

[113] J. ELLIS, M.K. GAILLARD, D.V. NANOPOULOS, S. RUDAZ
Nucl. Phys. B131 (1977) 285

[114] H. HARARI, Rapport SLAC PUB 2234

[115] H. FRITZSCH, Phys. Lett. 86B (1979) 343

[116] H. FRITZSCH, Rapport CERN-TH 2703

[117] R. BARATE et al.,
Saclay Preprint DPhPE 79-17 (1979)

[118] D. ANDREWS et al.,
Phys. Rev. Letters 45 (1980) 219
G. FINOCCHIARO et al.,
Phys. Rev. Letters 45 (1980) 222

[119] V.A. NOVIKOV et al.,
Phys. Rev. Letters 38 (1977) 626 et 791

[120] R.N. CAHN et S.D. ELLIS
Phys. Rev. D16 (1977) 1484

[121] I.I. BIGI
Phys. Lett. 106B (1981) 510

[122] YAMADA, Proceedings of the XX Intern. Conference
on High Energy Physics, Madison 1980, p. 616

[123] K. CHAWICK et al.,
Phys. Rev. Letters 46 (1981) 88

[124] C. BEBEK et al.,
Phys. Rev. Letters 46 (1981) 84

[125] M.B. WISE
Phys. Letters 89B (1980) 229

[126] T.A. DEGRAND et D. TOUSSAINT
Phys. Letters 89B (1980) 256

[127] J.M. KUHN, S. Nussinov et R. RUCKL
Z. Phys. C 5 (1980) 117

[128] A. ALI, J.G. KORNER, G. KRAMER et J. Willrodt
Z. Phys. C 1 (1979) 269

[129] A. ALI, J.G. KORNER, G. KRAMER et J. WILLRODT
Z. Phys. C 2 (1979) 33

[130] T. SJOSTRAND preprint LU-TP 80-3

[131] A. Martin
Phys. Letters 103B (1981) 51

[132] M.A. ABOLINS et al., Phys. Lett. 82B (1979) 145

[133] J.S. WIEJAK These Imperial College Londres. juillet 1981

[134] S.D. DRELL et T.M. YAN Phys.Rev 25 (1970) 316
et Ann. Phys. (NY) 66 (1971) 578

[135] R. BARATE et al., Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 1541

[136] J. KUTI et V.F. WEISSKOPF, Phys.Rev. D 4 (1972) 3418

[137] R. BLANKENBECLER et S.J. BRODSKY,
Phys. Rev. D 10 (1974) 2973

[138] R. TURLAY Conférence de Genève 1979 p. 50

[139] R.P. FEYNMAN, Topics in theoretical Physics
(Photon hadrons interactions) lecture 31, Feb. 1972

[140] A. BURAS et K.GAEMERS,
Nucl. Phys. B 132 (1978) 249

[141] K.J. ANDERSON et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944
G.E. KOGAN et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 948

[142] J. BADIER et al., Phys. Lett. 89B (1979) 145

[143] G. ALTARELLI, R.K. ELLIS, G. MARTINELLI
preprint CTP 776 (1979)

[144] A.G. CLARK et al., Nucl. Phys. B 142 (1978) 29

[145] D. SIVERS, Phys. Rev. D 11 (1975) 3253
G. AUBRECHT et al., Phys. Rev. D 14 (1976) 2304
H.J. LIPKIN, Phys. Lett. 60B (1976) 371

[146] F. JAMES,CERN Computer program library W 505

[147] Kajantie Byckling, Journal Computational Physics
4 (1969) 521 et Nucl. Phys. B 9 (1969) 568

[148] K.J. ANDERSON et al., Phys. Rev. D 21 (1980) 3075

[149] D. SIVERS, Nucl. Phys. B 106 (1976) 95

[150] A DONNACHIE et P.V. LANDSHOFF,
Nucl. Phys. B 112 (1976) 233

[151] B.L. COMBRIDGE,
Nucl. Phys. B 151 (1979) 429

[152] Barger Halzen Keung,
preprint DOE-ER/00881-215 (1981)

[153] R. ODORICO,
preprint IFUB 82/3

[154] R. ODORICO,
Phy. Lett. 107B (1981) 231

[155] M.J. Teper,
XIIème Rencontre de Moriond (Flaine, 1977) V.2 p.425

[156] Brodsky, Peterson, Sakai,
SLAC-PUB 2660 (1981)

[157] M.B. EINHORN et S.D. ELLIS,
Phys. Rev. D 12 (1975) 2007

[158] C.E. CARLSON et R. SUAYA,
Phys. Rev. D 18 (1978) 760

[159] J.H. KUHN,
preprint MPI/PAE/PTh 32/80

[160] J.H. KUHN,
Phys. Lett. 89B (1980) 385

[161] S.D. ELLIS, M.B. EINHORN et C. QUIGG,
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1263

[162] C.E. CARLSON et R. SUAYA,
Phys. Rev. D 14 (1976) 3115 et Phys. Rev. D 15 (1977) 1416

[163] Y. AFEK, C. LEROY et B. MARGOLIS,
Nucl. Phys. B 165 (1980) 339

[164] H. FRITZSCH,
Phys. Lett. 67B (1977) 217

[165] M. GLUCK, J.F. OWENS et F. REYA,
Phys. Rev. D 17 (1978) 2324

[166] L.J. JONES et H.W. WYLD
Phys. Rev. D 17 (1978) 1782 et 2332

[167] J. TEPER,
Phys. Lett. 78B (1978) 148
D.W. DUKE et M.J. TEPER,
Nucl.Phys. B 166 (1980) 84

[168] J. BADIER et al.,
preprint CERN EP 80/149

[169] J. Ellis, M.K. M.K. GAILLARD, D.V. D.V. NANOPOULOS, S Rudaz,
Nucl. Phys. B 131 (1977) 285

[170] A. ROMANA,
Thèse Université de Paris Sud, avril 1980
et Moriond Worshop I, p. 99 (1981)

[171] K.J. ANDERSON et al.,
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944

[172] Camilleri,
Proceedings of FNAL 1979 p. 228

[173] A. DONNACHIE et P.V. LANDSHOFF,
preprint DAMPT 79/17
et Z. f. Physik C4 (1980) 231

[174] P. SIXEL et al.,
preprint CERN EP 82-7

[175] R.D. FIELD et R.P. FEYNMAN,
Nucl. Phys. 136B (1978) 1

[176] B. PIETRZYK et al.,
preprint CERN EP 82-03 et Phys. lett. 113B(1982)105

[177] R. GOTTGENS et al.,
Z. Phys. C 9 (1981) 17

[178] S.J. BRODSKY and J.F. GUNION,
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 402

[179] A. CAPELLA.
XVIIème Renc. Moriond (Les Arcs, 1982), Vol.2, p.511

[180] M. FAESSLER,
Ann. Phys. (USA) 137 (1981) 44, fig. 12

[181] D.L. SCHARRE et al.,
Phys. Lett. 97B (1980) 329

[182] D. ASCHMAN,
Moriond Worshop II (Les Arcs, 1982) p.129

[183] A. DIAMANT-BERGER et al.,
Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 507

[184] R.N. Coleman et al.,
Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1313

[185] Ph. CHARPENTIER,
XVème Rencontre de Moriond (Les Arcs, 1980) Vol.I, p.133

[186] S.L. OLSEN,
Moriond Worshop II (Les Arcs, 1982) p.147

[187] H. FRITZSCH et K.H. STRENG,
Phys. Lett. 78B (1978) 447

[188] M. GLUCK et E. REYA,
Phys. Lett. 94B, 84 (1980)

[189] Tu TUNG-SHENG,
Phys. Lett. 89B(1980)237

[190] P. WEILHAMMER,
Moriond Workshop II (Les Arcs, 1982) p.323

[191] K. KAJANTIE, J. LINDFORS, R. RATIO,
Nucl. Phys. B 144 (1978) 422

[192] Brucker, Husser, Fontannaz, Schiff, Pire,
Phys. Lett. 78B (1978) 630

[193] R. BAIER et R. RUCKL,
Phys. Lett. 102B (1981) 364

[194] R. BAIER et RUCKL,
communication privée

[195] M. DIAKONOU et al.,
Phys. Lett. 91B (1980) 301

[196] D. ANTREASYAN et al.,
preprint CERN EP 81/116

2592

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

PERMIS D'IMPRIMER

Doctorat D'ETAT

Thèse de SCIENCES PHYSIQUES

Nom BARATE

Prénoms Robert, Gaston, Louis

Date et lieu de naissance 19 novembre 1949 à ARLES (Bouches du Rhône)

SUJET :

Thèse : Production du J/ψ et particules associées dans l'intéraction $\pi^- Be$ à 190 Gev/c.

UNIVERSITE PARIS-SUD * CENTRE D'ORSAY

Vu et approuvé :

Orsay, le 17 juin 1982

Les Membres du Jury.

R. BARATE

Thèse de Doctorat d'Etat

PRODUCTION DU J/ψ ET PARTICULES ASSOCIEES DANS L'INTERACTION π^-Be A 190 GeV/c.

Résumé

Cette expérience réalisée entre 1977 et 1980 par la collaboration WA11 (Bloomington, Londres, Saclay et Southampton) au SPS du CERN a permis l'observation des mésons $\omega, \rho, \varphi, \psi$, (38000 événements), ω' et Υ par leur désintégration en $\mu^+\mu^-$ avec une très bonne résolution en masse. Les désintégrations $\psi' \rightarrow \psi\ \pi^+\pi^-$ et $\chi \rightarrow \psi\ \gamma$ ont été mesurées ; des limites sont données pour les autres transitions ($\chi \rightarrow \psi 3\pi$...), pour la production de charme associée ($\psi D\bar{D}$) et de beauté ($B \rightarrow \psi K\pi$...), permettant d'obtenir la proportion de ψ produits directement. L'analyse du continuum électromagnétique $\mu^+\mu^-$ a permis une vérification de l'invariance d'échelle, une mesure de la fonction de structure des quarks dans le pion, du facteur K, et une évolution de la charge électrique du quark d à partir des hadrons associés à sa fragmentation. L'étude de la distribution cinématique des ψ permet une évaluation de la fonction de structure du gluon dans le pion ; l'augmentation de la multiplicité et les distributions cinématiques des hadrons associés en fonction de l'impulsion transverse du ψ sont comparées aux modèles de jet de quark et de gluons.